

Série :
Numéro d'ordre
121

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

PAR

André PRUDHOMME

Ingénieur de la Météorologie Nationale
Licencié es-sciences mathématiques
Diplômé des Etudes Supérieures de Physique

Première Thèse. — VITESSES ASCENSIONNELLES DES BALLONS DE RADIOSONDAGES.

Deuxième Thèse. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le janvier 1949, devant la Commission d'Examen

MM. DEJARDIN,
DUFAY,
BERNARD,

Président.

} *Examineurs.*

GERMAIN - 92, RUE DE RENNES
PARIS - 1949

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

PAR

André PRUDHOMME

Ingénieur de la Météorologie Nationale

Licencié es-sciences mathématiques

Diplômé des Etudes Supérieures de Physique

Première Thèse. — VITESSES ASCENSIONNELLES DES BALLONS DE RADIOSONDAGES.

Deuxième Thèse. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le janvier 1949, devant la Commission d'Examen

MM. DEJARDIN,

Président.

DUFAY,

BERNARD,

} *Examineurs.*



== UNIVERSITE de LYON - FACULTE des SCIENCES ==

Doyen

M. DOUIN, *, *, *, I.

Assesseur

M. EYRAND, I., Calcul différentiel et intégral.

Doyen honoraire

M. LONGCHAMBON, *, *, *, I. + . Med. Résistance.

Professeurs honoraires

MM. VESSIOT, C. *, *, I.

SIRE, *, *, I, +

DULAC, *, *, I

FROMAGEOT, I.

VANEY, *, *, I, +

TRAVERS, I.

MEUNIER, O. *, *, I.

LOCQUIN, *, *, I.

Professeurs

MM. LONGCHAMBON, *, *, *, I., +, med. resist., Minéralogie.

DOUIN, *, *, *, I. , Botanique

DEJARDIN, *, *, I. , Physique

SOLLAUD, I. , Zoologie

THIBAUD, I. , Physique expérimentale

EYRAUD, I. , Calcul différentiel et intégral

THORAL, I. , Géologie

DOEUVRE, I. , Chimie organique

PRETTRE, Chimie minérale

KÜHNER, Botanique

COURTY, A, Chimie physique

CORDIER, *, I. +, Physiologie

MALECOT, Mécanique rationnelle

PÂRIS, Chimie minérale

AUMERAS, I, Chimie physique

DE LAREMBERGUE, A, Zoologie

Maître de conférences et chargés de cours

M.M. BERNARD, * A, Physique
MEUNIER P. , Chimie biologique
GILLES, Botanique
MOUSSE, Physique
BENARD, Chimie
VIRET, * I , Géologie
CHÂTELET, Mathématiques
COLONGE, * I , Chimie.

Chargés de cours complémentaires

M.M. DUFAY, Astronomie et Physique supérieure
MAYET, * I, + , Anthropologie
Mme CHAIX, Chimie biologique
M.M. STRIFFLING, Météorologie
PELLETIER, Géologie
Mme FIASSON, Zoologie
M. WAUTIER, Zoologie.

Secrétaire

M. ROUX, * I.

REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis, avant de commencer l'exposé de ce travail, de remercier tous mes amis du centre météorologique et de la station de radiosondage de Bron, pour l'aide précieuse, qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des mesures et des calculs, au cours de mes deux années d'affectation à Lyon.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur DUFAY, Directeur de l'Observatoire de Saint Genis Laval, et à Monsieur LECOMTE, maître des recherches à la Faculté des Sciences de Paris, pour leurs précieux conseils dans l'exécution de mes travaux.

Monsieur STRIFFLING, Ingénieur en chef de la Météorologie Nationale, Commandant de la région Centre Est, qui a été le guide de mes premières recherches et m'a assuré ensuite de tout son appui pour me permettre de les poursuivre, voudra bien ici même l'hommage de ma profonde gratitude.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553222_0074

LES VITESSES ASCENSIONNELLES

DES BALLONS DE RADIOSONDAGES

INTRODUCTION

Les radiosondes constituent un des éléments les plus importants de la météorologie moderne. Elles sont accrochées à des ballons, dont la vitesse ascensionnelle théorique varie en raison inverse de la racine sixième de la densité de l'air (1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 12). En pratique, on considère cette vitesse ascensionnelle comme constante; mais il ne s'agit que d'une approximation.

Des travaux antérieurs ont comparé les valeurs théoriques de la vitesse aux valeurs mesurées principalement sur des ballons pilotes, suivis au moyen de deux théodolites. La plupart des auteurs ont cherché à relier les écarts observés à des courants verticaux (1 - 6 - 7 - 8 - 9 - 10); d'autres les ont rattachés à la structure thermique (1 - 3 - 9 - 10 - 13). Poncelet (1) s'appuyant sur des essais antérieurs (11 - 14 - 15 - 16 - 17 - 18 - 19 - 20) a fait remarquer que l'existence, suivant la valeur du nombre de Reynolds, de deux régimes d'écoulement des sphères essayées en soufflerie ou en atmosphère limitée se traduisait par des variations importantes de l'effort exercé par le flux d'air. Dans l'atmosphère libre, les réactions de la structure de l'air traversé ont alors une influence maxima, lorsque les ordres de grandeur des cellules de turbulence et de tourbillons de Von Karman (1 - 21 - 22), qui se forment dans le sillage du ballon, sont les mêmes.

Dans l'étude qui va suivre, nous rechercherons, sur plusieurs séries de radiosondages de l'atmosphère, pour lesquels des mesures de vitesses ascensionnelles ont été effectuées, les influences particulières des différentes causes de perturbations des vitesses ascensionnelles ainsi envisagées, et nous essayerons de relier, d'une façon nouvelle, les écarts entre les vitesses observées et les vitesses théoriques à la structure thermique de l'air traversé. Une première série de mesures servant d'échantillons et permettant de dégager les points essentiels sera constituée par des sondages allemands exécutés au moyen de météorographes en 1907 et 1908 (23). Les autres séries, plus importantes, ont trait à des mesures exécutées sur des radiosondages récents à l'aérodrome de Bron à partir du mois de Mai 1947.

Nous commencerons par exposer brièvement certaines notions de météorologie et des méthodes statistiques modernes dont il sera fait un usage courant.

I/- EXPOSE SUCCINCT DES DONNEES METEOROLOGIQUES -

1) Instabilité de l'atmosphère -

L'instabilité de l'atmosphère est fonction de la répartition des densités en altitude. Si nous isolons une particule d'air, et que nous la déplaçons vers le haut, elle n'aura pas tendance à relescendre si sa densité est inférieure à celle de l'air ambiant. Appliquée à l'air sec, la condition précédente est fonction de la température. Si nous admettons que les transformations adiabatiques sont le cas de mouvements verticaux rapides de l'atmosphère, l'équilibre stable de l'air sec aura lieu lorsque la courbe de sondage (P,T) possèdera une pente inférieure à celle des adiabatiques sèches.

Dans le cas de l'air humide, la condition d'équilibre stable fait intervenir la température virtuelle, c'est-à-dire la température qui permet d'appliquer à l'air humide les lois relatives à l'air sec.

$T' = T (1 + 0,608 s)$, s étant l'humidité spécifique.

La différence entre T' et T devient très importante lorsque l'air est saturé, la formule reliant T' à T n'étant plus la même. Les conditions d'instabilité sont alors très complexes; mais nous n'aurons pas à les utiliser, les couches saturées de grande épaisseur étant rares.

Dans la majorité des cas, la courbe de sondage a une pente comprise entre celle des adiabatiques sèches et saturées. C'est le cas dit d'instabilité conditionnelle, pour lequel Petterssen (47) a étudié l'influence des courants ascendants et descendants. Se plaçant dans des conditions voisines de l'état réel de l'atmosphère, cet auteur a modifié les critères de stabilité, en fonction de l'angle de la courbe de sondage avec les adiabatiques. Ses conclusions toutefois ne permettant pas de calculer la valeur de ces courants.

2) Mouvements verticaux synoptiques -

La théorie hydrodynamique des fluides incompressibles, écrivant que la somme des entrées et des sorties dans un cube isolé, d'arêtes parallèles aux axes de coordonnées, est nulle, aboutit à l'équation de continuité :

$$\frac{V'_x - V_x}{x'_1 - x_1} + \frac{V'_y - V_y}{y'_1 - y_1} + \frac{V'_z - V_z}{z'_1 - z_1} = 0$$

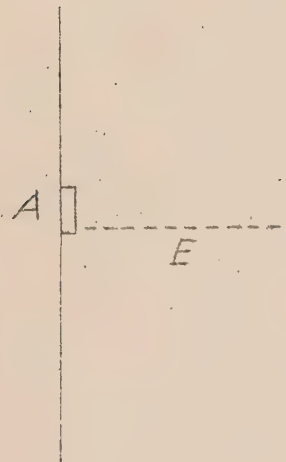
Cette équation ne représente qu'approximativement les conditions atmosphériques. On peut la simplifier en supposant le cube au sol ($V_z = 0$). Appelant W la vitesse verticale, et supposant le vent V dirigé suivant Ox , on obtient entre les points d'indices 0 et 1 :

$$\frac{V_1 - V_0}{x_1 - x_0} = \frac{W_1}{z_1} \quad W_1 = z_1 \frac{V_1 - V_0}{x_1 - x_0}$$

De cette formule, il ressort que l'on aura une vitesse ascendante dans une zone de convergence, et une vitesse descendante

dans une zone de divergence des isobares, par suite de la variation de la vitesse du vent, fonction du gradient de pression.

Cette vitesse est de l'ordre de quelques cm/sec. en moyenne. Une autre cause de mouvements verticaux est l'effet de latitude. Si



nous considérons un vent parallèle aux isobares, supposées elles-mêmes parallèles et rectilignes de direction S-N, et un élément atmosphérique A, entre 2 isobares P et P', ce dernier est soumis à une force par unité de volume $F = \frac{1}{a} \text{ grad. } P$ ($\text{grad. } P = \frac{P - P'}{E}$ et a étant la densité de l'air), puis à la force de Coriolis $C = 2 \omega V \sin \varphi$. Quand l'équilibre a lieu $V = \frac{1}{a} \text{ grad. } P \cdot \frac{1}{2 \omega \sin \varphi}$.

Dans le cas étudié $\text{grad } P = \text{cte}$ mais φ et, par conséquent varient. Il en résulte un mouvement vertical. Il est ascendant dans notre hémisphère, si le courant est S-N, descendant s'il est N-S.

Parmi les forces qui s'exercent sur la particule, nous avons négligé la force de frottement dans les basses couches. Cette dernière oblige le vent à rentrer dans les dépressions, et à sortir des anticyclones en faisant un angle moyen de 30° avec les isobares. Un centre dépressionnaire devient, de ce fait, une zone d'ascendance, et un centre de hautes pressions une zone de subsidence, de même que les axes de thalwegs et de dorsales. Le même phénomène est applicable aux variations de pression : une baisse s'accompagne d'un courant d'ascendance, dû au vent isallobarique, qui converge vers le centre du noyau et, inversement, dans le cas d'un noyau de hausse.

Il y a lieu de spécifier que le vent vertical, ainsi mis en évidence, est presque nul à l'échelle synoptique, de l'ordre de quelques cm/sec (48); mais, ainsi que le fait remarquer Trochon (49), il est bien connu que le vol à voile utilise des ascendances dépassant 10 m/sec, ce qui signifie que l'ordre de grandeur du vent vertical, à l'échelle d'un avion, est 10^3 plus grand qu'à l'échelle synoptique.

3) Viscosité des fluides (40) -

L'expérience montre que l'on représente convenablement la réalité des fluides en posant, le long d'un élément de surface dS , séparant deux couches animées de vitesses parallèles à l'élément, une force $dF = \mu \frac{dv}{dn} dS$, dv étant la variation de vitesse du fluide le long d'une normale à dS ; μ est le coefficient de viscosité; il varie avec la température suivant la formule de Sutherland :

$$\mu = \frac{K \sqrt{T}}{1 + C/T}, \text{ et est indépendant de la pression.}$$

4) Baroclinie des fluides (42) -

Les fluides barotropes sont ceux où la densité est uniquement déterminée par la pression en vertu d'une équation caractéristique $f(p, \rho) = 0$, où entrent seulement p et ρ . Il y a coïncidence des surfaces d'égale pression et d'égale densité. Si d'autres variables interviennent, le fluide est barocline.

5) Indice de circulation (43) -

S'appuyant sur une formule de Rossby, les Américains subdivisent la circulation, en principe W-E, en deux catégories, forte ou faible. Dans le premier cas, les centres semi-permanents d'action sont très éloignés les uns des autres et très étendus; dans le deuxième, au contraire, ils se rapprochent, leurs dimensions diminuent. Comme on peut mesurer l'intensité du mouvement aux latitudes moyennes par la considération des pressions le long de deux parallèles déterminées, la différence de ces quantités forme un indice de circulation, haut ou bas indice.

6) Régimes de circulation (44) -

La répartition des éléments météorologiques se simplifie au-dessus de 3 kilomètres. Dans les régions septentrionales, la circulation tend vers un tourbillon polaire unique de vents d'W, et, dans les

régions tropicales, apparaît un chapelet d'anticyclones. La circulation prend un aspect cellulaire, dont l'évolution se fait par formation ou disparition brutale de cellules, ayant pour conséquence un changement de temps dans la zone intéressée. Ainsi apparaît le rôle essentiel joué dans l'établissement des types de temps parce que l'on peut appeler le régime de circulation, c'est-à-dire la configuration du système cellulaire, dans une portion de l'atmosphère entourant la région considérée.

II/- RÉSUMÉ DES MÉTHODES STATISTIQUES MODERNES -

L'exposé qui suit est extrait en grande partie du cours de statistique de la Météorologie nationale (50).

1) Ajustement par la méthode des moindres carrés -

Considérons deux phénomènes mesurables et faisons N mesures simultanées. Soit x_i, y_i les résultats de la $i^{\text{ème}}$ mesure. La théorie fournissant une relation fonctionnelle $Y = F(X, a, b, c)$, les N points (x_i, y_i) se placent en raison des erreurs de mesures au voisinage d'une courbe de forme $Y = F(X, a, b, c)$.

Il faut déterminer, parmi ces courbes, celle qui passe le mieux possible au voisinage de N points. La méthode d'ajustement de la courbe $Y = F(X, a, b, c)$ consiste à rendre minima l'une des 2 expressions :

$$\Delta = \sum_i \left[y_i - F(x_i, a, b, c) \right]^2$$

$$\Delta' = \sum_i \left[x_i - \Phi(y_i, a, b, c) \right]^2$$

si $X = \Phi(Y, a, b, c)$ est l'équation inverse de la courbe.

Dans le cas important où les N points sont sensiblement alignés sur une droite (D), $F(X, a, b, c) = aX + b$ et les conditions s'écrivent :

$$\sum_i \left[y_i - (ax_i + b) \right] \frac{\partial}{\partial a} (ax_i + b) = 0$$

$$\sum_i \left[y_i - (ax_i + b) \right] \frac{\partial}{\partial b} (ax_i + b) = 0$$

$$\text{soit } \left\{ \begin{array}{l} \sum_i x_i y_i - a \sum_i x_i^2 - b \sum_i x_i = 0 \\ \sum_i y_i - a \sum_i x_i - \sum_i b = 0 \end{array} \right.$$

$$(I) \left\{ \begin{array}{l} \sum_i x_i y_i - a \sum_i x_i^2 - b \sum_i x_i = 0 \\ \sum_i y_i - a \sum_i x_i - \sum_i b = 0 \end{array} \right.$$

(I) détermine a et b.

Affectant à chacun des N points M_i la masse $1/N$, ces N points ont un centre de gravité de coordonnées :

$$\xi = \frac{\sum \frac{x_i}{N}}{\sum \frac{1}{N}} = \frac{1}{N} \sum x_i \quad \text{et} \quad \eta = \frac{1}{N} \sum y_i$$

Tirant $\sum x_i$ et $\sum y_i$ de ces relations, et portant dans la 2ème équation de (I), on a :

$$N \eta - a N \xi - Nb = 0 \quad \text{soit} \quad \eta = a \xi + b$$

(D) passe donc par le centre de gravité G.

Prenant G comme nouvelle origine, on a :

$$\xi = \frac{1}{N} \sum x_i = 0 \quad \text{et} \quad \eta = \frac{1}{N} \sum y_i = 0$$

La première équation de (I) donne alors :

$$a = \frac{\sum x_i y_i}{\sum x_i^2} \quad \text{et la droite est déterminée}$$

(x_i et y_i sont alors les valeurs de X et Y comptées à partir de ξ et η).

2) Contingence - Coefficient de Tschuprow -

Considérons une population de deux caractères A et B, subdivisés en caractères partiels $A_1 \dots A_r$, $B_1 \dots B_s$. Les données expérimentales se présentent sous forme d'une table à double entrée,

dite table de contingence :

	A_1	-----	A_i	-----	A_r	
B_1	$n_{1/1}$		$n_{i/1}$		$n_{r/1}$	$n/1$
⋮						
B_j	$n_{1/j}$		$n_{i/j}$		$n_{r/j}$	n/j
⋮						
B_s	$n_{1/s}$		$n_{i/s}$		$n_{r/s}$	n/s
	$n_{1/}$		$n_{i/}$		$n_{r/}$	N

Soit $n_{i/j}$ le nombre d'individus ayant à la fois les caractères partiels A_i et B_j , $n_{i/}$ le nombre de ceux possédant le caractère A_i ($n_{i/} = \sum_j n_{i/j}$), $n_{/j}$ le nombre de ceux possédant le caractère B_j . Soit N le nombre total d'observations :

$$N = \sum_i n_{i/} = \sum_j n_{/j} = \sum_i \sum_j n_{i/j}$$

Le problème est de savoir si A et B sont indépendants ou non, et de préciser l'intensité de leur liaison. Supposons que A et B soient indépendants. La proportion des individus de la classe B_j , qui appartiennent à la classe A_i , est égale à celle des individus des classes autres que B_j , qui appartiennent à A_i . La première proportion est $\frac{n_{i/j}}{n_{/j}}$. Les individus des classes autres que B_j sont

$N = n_{./}$. Ceux d'entre eux qui appartiennent à A_i sont $n_{i/} = n_{i/j}$.
La 2ème proportion est $\frac{n_{i/}}{N} = \frac{n_{i/j}}{n_{./}}$.

On a donc en faisant l'égalité $n_{i/j} = \frac{n_{i/} n_{./}}{N}$

Considérons alors les différences $\delta_{i/j} = n_{i/j} - \frac{n_{i/} n_{./}}{N}$

Si A et B sont indépendants, les $\delta_{i/j}$ sont nuls. L'ensemble de la valeur des $\delta_{i/j}$ permet de mesurer l'intensité de la corrélation.

Introduisons dans ce but le carré moyen de contingence φ^2 défini par

$$\varphi^2 = \sum_i \sum_j \frac{\delta_{i/j}^2}{n_{i/} n_{./}} = \frac{\chi^2}{N} \quad \text{avec} \quad \chi^2 = \sum_i \sum_j \frac{\delta_{i/j}^2}{\frac{n_{i/} n_{./}}{N}}$$

φ^2 est nul quand A et B sont indépendants. Quand A et B sont en liaison fonctionnelle, il y a autant de classes A_i que de classes B_j , et on peut alors arranger lignes et colonnes du tableau de contingence pour que les individus de la classe A_i appartiennent à la classe de même indice B_i , et où seuls les chiffres de la diagonale ne sont pas nuls. On a alors :

$$\delta_{i/i} = n_{i/i} - \frac{n_{i/} n_{./}}{N} = n_{i/i} \left(1 - \frac{n_{i/}}{N}\right)$$

$$\text{On en déduit : } \frac{\delta_{i/i}^2}{\frac{n_{i/} n_{./}}{N}} = N \left(1 - \frac{n_{i/}}{N}\right)^2$$

Pour les cases autres que celles de la diagonale :

$$\delta_{i/j} = 0 - \frac{n_{i/} n_{./}}{N} = - \frac{n_{i/} n_{./}}{N}$$

$$\text{et } \frac{\delta_{i/j}^2}{\frac{n_{i/} n_{./}}{N}} = \frac{n_{i/} n_{./}}{N}$$

$$\text{Formons } \chi^2 = \sum_i \sum_j \frac{\delta_{i/j}^2}{\frac{n_{i/} n_{./}}{N}}$$

La somme des cases de la diagonale est :

$$\sum_i \frac{\delta^2 \frac{n_{i/i}}{N}}{\frac{n_{i/i}}{N} \frac{n_{i/i}}{N}} = \sum_i \frac{\delta^2 \frac{n_{i/i}}{N}}{\frac{n_{i/i}}{N} \frac{n_{i/i}}{N}} = \sum_i \left[1 - 2 \frac{n_{i/i}}{N} + \frac{n_{i/i}^2}{N^2} \right]$$

$$= N (r - 2) + \sum_i \frac{n_{i/i}^2}{N}$$

La somme des autres cases est :

$$\sum_{i \neq j} \frac{\delta^2 \frac{n_{i/j}}{N}}{\frac{n_{i/j}}{N} \frac{n_{j/i}}{N}} = \sum_{i \neq j} \frac{n_{i/j} n_{j/i}}{N} \text{ avec } i \neq j$$

$$\text{Soit : } \sum_i \left[n_{i/i} / \sum_j \frac{n_{j/i}}{N} \right] = \sum_i \left[n_{i/i} / \frac{N - n_{i/i}}{N} \right]$$

$$\text{On a donc : } \sum_i n_{i/i} - \sum_i \frac{n_{i/i}^2}{N} = N - \sum_i \frac{n_{i/i}^2}{N}$$

$$\text{et } \chi^2 = N (r - 2) + \sum_i \frac{n_{i/i}^2}{N} + N - \sum_i \frac{n_{i/i}^2}{N}$$

$$\text{soit } \chi^2 = N (r - 1) \text{ et } \chi^2 = r - 1.$$

Cette valeur du carré moyen de contingence dépendant du nombre de classes, Tschuprow a introduit le coefficient $T^2 = \frac{\chi^2}{\sqrt{(r-1)(s-1)}}$,
r et s étant le nombre de lignes et de colonnes du tableau de contingence :

Si A et B sont indépendants $T = 0$.

Si A et B sont en liaison fonctionnelle $r = s$ et

$$\chi^2 = r - 1 \text{ d'où } T = 1.$$

T variant de 0 à 1 permet de préciser l'intensité de la dépendance de A et B.

On peut se demander si une faible valeur de χ^2 ne suffit pas pour conclure à l'indépendance de A et B. On utilise pour cela le test en χ^2 . On montre que la loi de probabilité élémentaire de χ^2 est :

$$y_0 = \frac{\int_0^\infty e^{-\chi^2/2} \chi^{\gamma-1} d\chi}{\int_0^\infty e^{-\chi^2/2} \chi^{\gamma-1} d\chi} \quad \text{où } y_0 \text{ est tel que}$$

$$\int_0^\infty e^{-\chi^2/2} \chi^{\gamma-1} d\chi = 1 \quad \text{et } \gamma = (r-1)(s-1).$$

Cette loi n'est valable que sous des conditions généralement remplies dans les tables de contingence.

La probabilité P pour que le χ^2 soit supérieur au χ^2 observé, que nous appellerons χ_0^2 , est :

$$P = \frac{\int_{\chi_0^2}^\infty e^{-\chi^2/2} \chi^{\gamma-1} d\chi}{\int_0^\infty e^{-\chi^2/2} \chi^{\gamma-1} d\chi}$$

Sa valeur est donnée par une abaque en fonction de χ_0^2 et γ .

Le χ^2 , formé à partir des $\delta_{i/j}$, mesure l'écart de l'hypothèse, ici l'indépendance de A et B à la réalité. Par conséquent si P est $< 0,05$, les écarts observés sont peu vraisemblables, l'hypothèse est à rejeter; la liaison entre A et B est alors mesurée par T. Si P est $> 0,05$, A et B sont vraisemblablement indépendants.

Dans le premier cas, il est intéressant de rechercher quels sont les caractères partiels $A_1 \dots A_r$, $B_1 \dots B_s$ qui sont les plus responsables de la corrélation observée. Il suffit de relever, parmi les différences $\delta_{i/j}$, qui représentent les écarts à l'indépendance, celles qui sont les plus importantes.

3) Corrélation -

Considérons 2 variables X et Y, et appelons $n_{i/j}$ le nombre de fois où X prend la valeur x_i et Y la valeur y_j . Les données sont présentées sous forme d'un tableau à double entrée, dit de corrélation, analogue au tableau de contingence, les notations restant les mêmes.

Pour la valeur x_i de X, Y a la valeur moyenne :

$$\frac{n_{i/1} y_1 + n_{i/2} y_2 + \dots + n_{i/s} y_s}{n_{i/1} + \dots + n_{i/s}} \quad \text{que nous noterons}$$

$M^{(i)}(Y)$. Cette valeur varie avec x_i : $M^{(i)}(Y) = F(x_i)$. La courbe

d'équation précédente est la ligne de régression de Y en X. On définit de même $M^{(j)}(X) = \Phi(y_j)$ ligne de régression de X en Y.

Pour réaliser l'ajustement aux différents points $M^{(i)}(Y)$ par une droite (D), il suffit de rendre minimum

(A) $S_{i,j} n_{i/j} [M^{(i)}(Y) - ax_i - b]^2$. Cette droite est également la droite d'ajustement des points de masses $n_{i/j}$ et de coordonnées (x_i, y_j) . Cette dernière s'obtient en rendant minimum

(B) $S_{i,j} n_{i/j} [y_j - ax_i - b]^2$. Il suffit de développer (A) et (B) pour obtenir des conditions identiques.

(D) passe donc par le centre de gravité G de coordonnées :

$$\bar{x} = \frac{S_{i,j} n_{i/j} x_i}{S_{i,j} n_{i/j}} = M(X) \quad \text{et} \quad \bar{y} = M(Y)$$

et a pour coefficient angulaire (x_i, y_j) se présentant $n_{i/j}$ fois) :

$$a = \frac{S_{i,j} n_{i/j} x_i y_j}{S_i n_{i/j} x_i^2} = \frac{S_{i,j} n_{i/j} x_i y_j}{N \sigma_x^2}$$

En ajustant les points de la ligne de régression de X en Y, on obtiendra de même une droite (D') passant par G et de coefficient

angulaire $a' = \frac{S_{i,j} n_{i/j} x_i y_j}{N \sigma_y^2}$, a et a' sont respectivement les

coefficients de régression de Y en X et de X en Y.

Les cas les plus importants sont formés par les régressions linéaires. Considérons les deux droites, lignes de régressions, (D) et (D') des coefficients angulaires a et a' respectivement par rapport à OX et OY. Le coefficient de corrélation r est défini par son carré :

$$r^2 = a a' \quad \text{d'où} \quad r = \frac{S_{i,j} n_{i/j} x_i y_j}{N \sigma_x \sigma_y}$$

r est toujours compris entre 0 et 1. Si X et Y sont indépendants $M^{(i)}(Y)$ et $M^{(j)}(X)$ ne dépendent pas des x_i et y_j donc $a = a' = 0$, les droites (D) et (D') étant parallèles aux axes. Si X et Y sont

en liaison linéaire, soit $Y = aX + b$, à une valeur x_i de X correspond une seule valeur y_i de Y : $M^{(i)}(Y) = y_i$. (D) et (D') sont confondus et $a = \frac{1}{a'}$, d'où $r = 1$.

L'intensité de la liaison entre X et Y , lorsque les régressions sont linéaires, est donc exprimée par la valeur du coefficient de corrélation.

Pour de grands échantillons, la loi de distribution de r est une loi de Gauss. Pour de petits échantillons, la loi est complexe, et, pour estimer la signification du coefficient de corrélation, on utilise un test dû à Student, que nous pouvons résumer comme suit. Posons la question de la signification d'un coefficient de corrélation r de la façon suivante : quelle est la probabilité d'obtenir un échantillon de N membres, où le coefficient de corrélation a la valeur r , à partir d'une population, où le coefficient de corrélation est nul. Si cette probabilité est petite, nous considérerons la corrélation comme significative. Posant $t = \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \sqrt{N-2}$ et $\gamma = N - 2$, on montre que la distribution du paramètre t suit la loi de Student, mise en tables. On cherchera, dans ces dernières la valeur significative de r correspondant à $\gamma = N - 2$ et à partir de laquelle P devient $< 0,05$, ce qui revient à dire qu'il y a moins de 5 chances sur 100 d'obtenir un échantillon de N membres ayant un coefficient de corrélation égal à r , à partir d'une population où le coefficient de corrélation est nul.

4) Corrélation partielle -

Considérons des populations à n variables $X_1 \dots X_n$. Il est intéressant de connaître les intensités des corrélations entre X_1 et X_2 ou entre X_1 et $X_3 \dots$. Ces corrélations sont dites partielles.

En vue d'une généralisation à plusieurs variables, nous écrirons les régressions entre 2 variables X_1 et X_2 :

$$X_2 = b_{21} X_1 \quad \text{et} \quad X_1 = b_{12} X_2.$$

Dans le cas de n variables, on écrira les régressions.

(1) $X_1 = b_{12...n} X_2 + \dots + b_{1n} X_n$ (équation d'un hyperplan).

On déterminera les coefficients b par généralisation des conditions à deux variables en rendant minimum :

$$(I) S' [x_1 - b_{12...n} x_2 - \dots - b_{1n} x_n]^2.$$

On aura ainsi un système de $n - 1$ équations à $n - 1$ inconnues, les b , dits coefficients de régression partielle, $b_{13} 2...n$ étant celui de X_1 en X_3 par exemple. Prenant X_2 comme variable dépendante, on aura de même :

$$X_2 = b_{21...n} X_1 + \dots + b_{2n} X_n.$$

La différence entre la valeur réelle de X_1 et le deuxième membre de (1) est une erreur d'estimation de X_1 qu'on désigne par :

$$x_{12...n} = x_1 - b_{12...n} x_2 - \dots - b_{1n} x_n.$$

Cette expression représente la distance du point $x_1 x_2 \dots x_n$ à l'hyperplan $X_1 - b_{12...n} X_2 - \dots - b_{1n} X_n = 0$.

On définit également l'écart type moyen généralisé par

$$\sqrt{s_{12...n}^2} = \frac{S' (x_{12...n})^2}{N}, \quad N \text{ étant le nombre total d'observations.}$$

On généralise de même la notion du coefficient de corrélation à deux variables en posant :

$$r_{12...n} = (b_{123...n} b_{213...n})^{1/2}$$

dit coefficient de corrélation partielle de X_1 en X_2 . Pour déterminer les coefficients de régression on développe (I).

Généralisant les résultats applicables à deux variables où le coefficient de régression s'écrivait :

$$a' = \frac{S' (x_i y_i)}{N s^2 y}, \quad \text{on peut écrire :}$$

$$S'(x_1 x_2) = N \sigma_1^2 b_{12} \text{ puis } S'(x_1 x_3) = N \sigma_2^2 b_{32} \dots$$

Le système (I) développé s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \text{Ibis } (\quad b_{12} &= b_{12\dots n} + b_{132\dots n} b_{32} + \dots + b_{1n\dots (n-1)} b_{n2} \\ (\quad b_{1n} &= b_{12\dots n} b_{2n} + \dots + b_{1n2\dots (n-1)} \end{aligned}$$

La résolution de ce système donne par exemple :

$$b_{123\dots n} = \begin{vmatrix} b_{12} & b_{32} & \dots & b_{n2} \\ b_{13} & 1 & \dots & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{1n} & \dots & \dots & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & b_{32} & \dots & b_{n2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{2n} & b_{3n} & \dots & 1 \end{vmatrix}$$

On peut écrire ces relations différemment. Un coefficient de régression entre deux variables :

$$a = \frac{\sum_{i,j} \sum_{i/j} x_i y_j}{N \sigma_x^2} \text{ peut s'écrire } a = \frac{\sum_{i,j} \sum_{i/j} x_i y_j}{N \sigma_x \sigma_y} \frac{\sigma_y}{\sigma_x}$$

$$a = r \frac{\sigma_y}{\sigma_x} \text{ . Cette relation devient ici :}$$

$$b_{12} = r_{12} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \text{ puis } b_{32} = r_{32} \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \text{ . On peut donc écrire}$$

$$b_{12\dots n} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$$

$$\begin{vmatrix} r_{12} & r_{32} & \dots & r_{n2} \\ r_{13} & 1 & \dots & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{1n} & \dots & \dots & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & r_{32} & \dots & r_{n2} \\ r_{23} & 1 & \dots & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{2n} & \dots & \dots & 1 \end{vmatrix}$$

Considérons alors le système d'équations :

$$\begin{aligned} r_{12} &= a + r_{32} b + \dots + r_{n2} l \\ (II) \quad r_{13} &= r_{23} a + b + \dots + r_{n3} l \\ r_{1n} &= r_{2n} a + r_{3n} b + \dots + r_{nn} l \end{aligned}$$

Résolvant ce système en $a, b, \dots, l$ on voit que l'on a

$$b_{12 \dots n} = a \frac{G_1}{G_2} \dots b_{1n \dots (n-1)} = l \frac{G_1}{G_n}$$

Pour calculer d'une façon pratique les coefficients, on disposera donc les r sous forme du tableau suivant :

	1	2	3	-----	n
1	1	r_{21}	r_{31}	-----	r_{n1}
2	r_{12}	1	r_{32}	-----	r_{n2}
n	r_{1n}	r_{2n}	r_{3n}		1

Pour avoir le système d'équations relatif aux coefficients de régression partielle d'indices primaires $12, \dots, 1n$, on affectera les lettres a à la colonne 2, b à la colonne 3..., l à la $n^{\text{ième}}$ colonne. Faisant abstraction de la ligne 1, on écrira :

$$(II) \quad \begin{cases} r_{12} = a + r_{32} b + \dots + r_{n2} l & \text{pour la 1ère ligne} \\ r_{13} = r_{23} a + b + \dots + r_{n3} l & \text{" " 2ème ligne} \\ r_{1n} = r_{2n} a + r_{3n} b + \dots + l & \text{" " nème " } \end{cases}$$

Les valeurs de $a, b, \dots, l$ déduites de ce système donnent en les multipliant par $G_1, \dots$ les coefficients de régression partielle.

Si l'on veut les coefficients d'indices primaires 21, 23..., 2n, on fera abstraction de la ligne 2 et on affectera les lettres a-b... 1 aux colonnes 1 3... n. On résoudra le système obtenu, ce qui donnera $b_{21...n} = a \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$

L'équation de régression de X_1 en $X_2... X_n$ est alors :
 $X_1 = b_{12...n} X_2 + \dots + b_{1n...} (n-1) X_n$ qu'on peut écrire
 $X_1 = a X_2 + \dots + 1 X_n$, les $X_1... X_n$ étant alors mesurés avec des unités égales à leurs écarts types respectifs.

En appelant $\bar{x}_1... \bar{x}_n$, les valeurs moyennes respectives de $X_1... X_n$ et $\sigma_1... \sigma_n$ leurs écarts types, l'équation de régression s'écrit en variables non réduites :

$$\frac{X_1 - \bar{x}_1}{\sigma_1} = a \frac{X_2 - \bar{x}_2}{\sigma_2} + \dots + 1 \frac{X_n - \bar{x}_n}{\sigma_n}$$

D'après sa définition, le coefficient de corrélation partielle se déduit des coefficients de régression : $r_{12...n} = b_{12...n} b_{21...n}$,
 et comme $b_{12...n} = a \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ et $b_{21...n} = a' \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$
 a' étant le coefficient affecté au système, où X_2 est la variable dépendante $r_{12...n}^2 = a a'$.

Pour calculer l'écart type moyen généralisé, on part de sa définition $N \sigma_{12...n}^2 = S' (x_{12...n})^2$, soit

$$S' [x_{12...n} (x_1 - b_{12...n} x_2 - \dots - b_{1n...} (n-1) x_n)]$$

En développant et en remplaçant $S' (x_1 x_2)$ par $N r_{12} \sigma_1 \sigma_2$, on obtient :

$$(2) \sigma_{12...n}^2 = \sigma_1^2 - b_{12...n} r_{12} \sigma_1 \sigma_2 - \dots - b_{1n...} (n-1) r_{1n} \sigma_1 \sigma_n$$

D'autre part, les (n-1) équations de (I) $S' (x_2 x_{12...n}) = 0$, développés de la même façon s'écrivent :

$$\text{I bis } \begin{cases} r_{21} \sigma_1 \sigma_2 - b_{12...n} \sigma_2^2 - \dots - b_{1n...} (n-1) r_{2n} \sigma_n \sigma_2 = 0 \\ \vdots \\ r_{n1} \sigma_1 \sigma_n - b_{12...n} r_{n2} \sigma_2 \sigma_n - \dots - b_{1n...} (n-1) \sigma_n^2 = 0 \end{cases}$$

Considérons alors le système des n équations (2) et (Ibis), et écrivons la condition de compatibilité. Tous calculs faits, elle devient :

$$\omega - \frac{G_{12}^2 \dots n}{G_1^2} \omega_{11} = 0$$

où $\omega = \begin{vmatrix} 1 & r_{12} & \dots & r_{1n} \\ r_{21} & 1 & & \\ & & \ddots & \\ r_{n1} & r_{n2} & \dots & 1 \end{vmatrix}$ et où ω_{11} est le déterminant relatif

relatif au terme commun à la 1ère ligne et à la 1ère colonne. On a :

$$G_{12}^2 \dots n = G_1^2 \frac{\omega}{\omega_{11}} \quad \text{puis} \quad G_{21}^2 \dots n = G_2^2 \frac{\omega}{\omega_{22}}$$

Remarquons qu' ω est le déterminant formé avec le tableau des r , déjà utilisé pour la détermination des coefficients de régression.

Définissons le coefficient de corrélation multiple. Par définition, $R_1(23\dots n)$, coefficient de corrélation multiple de X_1 avec $X_2 \dots X_n$, est $R_1(23\dots n) = \sqrt{1 - \frac{G_{12}^2 \dots n}{G_1^2}}$.

Il jouit des propriétés suivantes :

- Si $R_1(23\dots n) = 1$, on a $G_{12}^2 \dots n = 0$, la dispersion des points $x_1 \dots x_n$ autour de l'hyperplan $X_1 - b_{12\dots n} X_2 - \dots - b_{1n2\dots (n-1)} X_n = 0$ est nulle et la valeur x_1 de X_1 donnée par l'équation de régression est la valeur réellement atteinte par X_1 .
- Si $R_1(23\dots n) = 0$, X_1 est sans corrélation avec toutes les autres variables $X_2 \dots X_n$. On a alors $G_{12}^2 \dots n = G_1^2$ donc $\omega = \omega_{11}$ ce qui exige $r_{12} = r_{13} = \dots = r_{1n} = 0$.

On calcule $R_1(2\dots n)$ à partir de l'expression de $G_{12\dots n}$ et on a : $R_1(2\dots n) = \sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_{11}}}$.

Pour estimer la signification d'un coefficient de corrélation partielle, on utilisera, comme pour le coefficient de corrélation à 2 variables, le test de Student; mais, dans l'évaluation de γ , on devra diminuer le nombre N d'observations d'autant d'unités que le coefficient de corrélation partielle comprend d'indices secondaires, soit $\gamma = N - p$, si p est le nombre des variables puisqu'il y a deux indices primaires. La signification d'un coefficient de corrélation multiple se résout de la manière suivante : la question se posant de savoir si l'échantillon, où $R_{1(2...n)}$ a la valeur observée, peut provenir d'une population, dans laquelle le coefficient de corrélation multiple correspondant est nul, on utilise le test de Fisher.

Posons $Z = \frac{1}{2} \log_e \frac{R^2}{1 - R^2} \cdot \frac{N - p}{p - 1}$ $\gamma_1 = p - 1$ $\gamma_2 = N - p$,

R étant le coefficient de corrélation multiple étudié et p le nombre de variables. On montre que Z est distribué suivant la loi de Fisher et des tables permettent de répondre à la question : ces tables indiquent la probabilité P qu'un échantillon donne une valeur de $Z \geq$ à la valeur observée; si P est $< 0,05$, l'hypothèse est à rejeter; si P est $> 0,05$, elle est vraisemblable, la corrélation n'est pas significative.

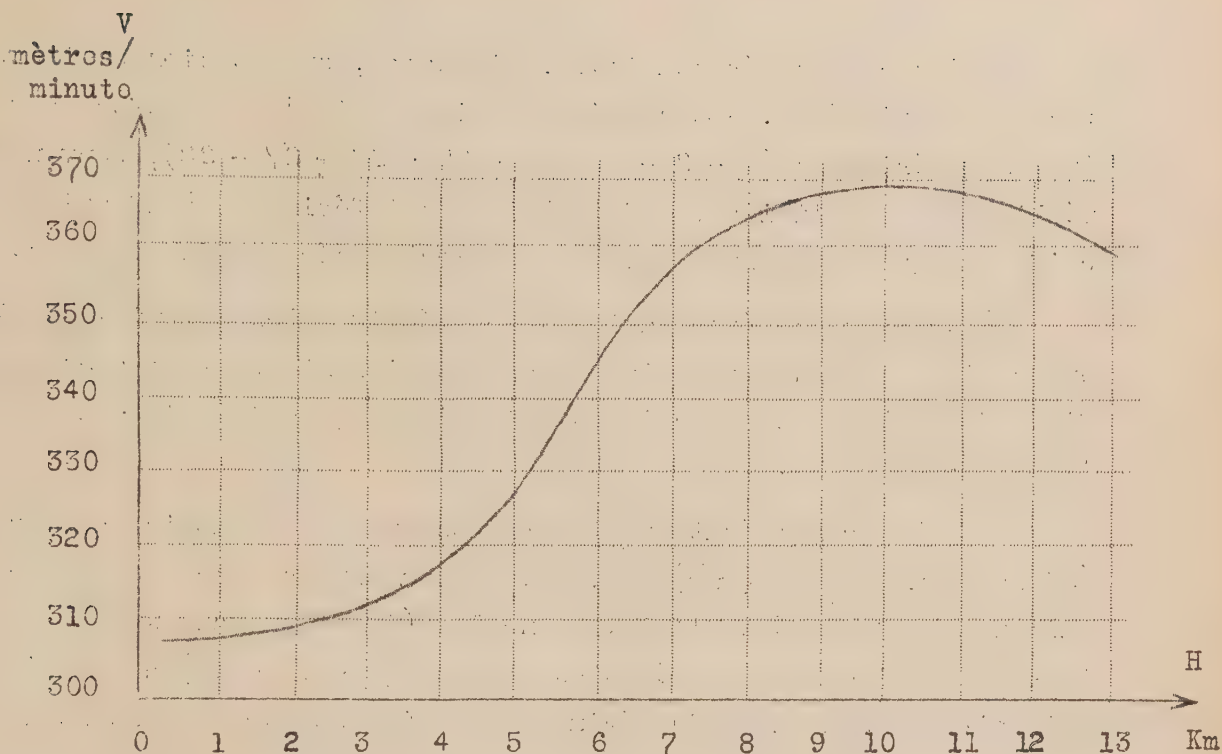
II/- SERIE DES SONDAGES ALLEMANDS PAR METEOROGRAPHES EFFECTUES en 1907-1908 -

August Schnauss (23) a publié les résultats détaillés de trente trois sondages, exécutés au moyen de météorographes, au cours des années 1907-1908 dans les Alpes bavaroises. Ces sondages nous serviront d'études préliminaires à des séries plus importantes. L'intérêt de la publication repose essentiellement sur la précision, avec laquelle ont été déterminés les changements de gradients de température au cours des sondages. Cette précision est supérieure à celle que nous utiliserons dans les radiosondages de Bron.

Constitution des mesures de Schnauss -

L'auteur a rassemblé sous forme de 33 tableaux les résultats des sondages. Ces derniers ont été faits au moyen de météorographes dotés d'une double bilame, l'un destiné au contrôle de l'autre, et accrochés à des ballons encaoutchouc de la compagnie "Continental". Dans chacun des Tableaux, les variables ont été déterminées par couches à gradients de température constants. On y trouve les relevés, à la base et à l'extrémité de chacune de ces couches, des temps d'ascension, de la pression, de l'altitude, de la température, de l'humidité et du gradient de température. Les calculs de vitesses ascensionnelles ont exigé la détermination des épaisseurs des couches, des temps mis pour les parcourir, puis le calcul direct des vitesses. Pour chaque sondage, nous avons fait ensuite une moyenne des vitesses ainsi trouvées pour des tranches de 1000 mètres d'épaisseur, la première ayant pour altitude de base 1 kilomètre, et enfin une moyenne générale de tous les sondages jusqu'à l'altitude de 13 kilomètres, les résultats au-delà de cette hauteur ne concernant qu'un nombre trop réduit de cas.

Ces moyennes ont servi à l'établissement du diagramme suivant, dans lequel un ajustement graphique élimine les quelques irrégularités pouvant provenir, en se servant des résultats bruts, du nombre relativement faible, 33, de sondages.



Sur ce diagramme, que nous considérons comme le sondage type de cette série, la vitesse moyenne, V_M est de 343 mètres par minute. Aux diverses altitudes de 1000 en 1000 mètres, nous obtenons les résultats suivants, concernant la valeur de la vitesse et son rapport à la vitesse moyenne :

H Km	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
V m/min	307	308	311	318	327	344	356	362	366	368	368	364	358
V / V_M	0,90	0,90	0,91	0,93	0,95	1,00	1,04	1,06	1,07	1,07	1,07	1,06	1,04

Nous nous servirons de ces résultats pour déterminer les écarts des vitesses calculées avec les vitesses théoriques suivant les principes que nous allons exposer.

Calcul des écarts de vitesses ascensionnelles -

En dehors des courants verticaux influent sur les vitesses ascensionnelles les causes suivantes :

a) des causes aérostatiques, diffusion, surpression et température de l'hydrogène. Leurs répercussions, si l'on se réfère aux études antérieures (1 - 2 - 5 - 24 - 25 - 26 - 27 - 28), peuvent être négligées en se limitant à des altitudes inférieures à 10 kilomètres, chiffre auquel nous limiterons les calculs d'écarts de vitesses.

b) des causes aérodynamiques non négligeables, parmi lesquelles en premier se situe la variation du coefficient de résistance spécifique des ballons en fonction de l'altitude (1 - 11 - 14 - 15 - 16 - 17 - 18 - 19 - 20).

Des considérations théoriques ont fait établir par Horgosell (2) la formule $\frac{V}{V_0} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/6}$, reliant la vitesse ascensionnelle du ballon à la densité de l'air. Poncelet (1) s'appuyant sur des résultats statistiques de différentes sources (4 - 13 - 29) a montré qu'il existait un changement de régime de la vitesse ascensionnelle lorsque le nombre de Reynolds $R = \frac{VD}{\nu}$ (V, vitesse ascensionnelle, D diamètre du ballon et ν viscosité cinématique de l'air), est compris entre $2 \cdot 10^5$ et $5 \cdot 10^5$ C.G.S. Les vitesses ascensionnelles suivent assez bien la loi en $\rho^{-1/6}$, lorsque R est extérieur au domaine $2 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$ et leurs variations en altitude constituent une courbe en S dans le cas $2 \cdot 10^5 < R < 5 \cdot 10^5$.

Pour les sondages allemands, nous prendrons comme diamètre moyen des ballons au sol, 1,50 mètre, ν sera pris égal à sa valeur de l'atmosphère standart soit 0,1465. Si nous adoptons 300 mètres/min. de vitesse initiale, nous trouvons $R = \frac{5 \times 150 \times 10^2}{0,1465} \neq 5 \cdot 10^5$.

A 500 mètres d'altitude, R est déjà $< 5 \cdot 10^5$. Pour calculer approximativement R à 10 kilomètres d'altitude, nous appuyant sur les données de Poncelet (1), nous écrirons $R_{10} = 0,708 \times R_{sol}$ d'où $R_{10} \neq 3,5 \times 10^5$. Nous nous trouvons dans le cas $2 \cdot 10^5 < R < 5 \cdot 10^5$ c'est-à-dire dans le domaine, où l'importance des écarts accidentels de vitesses ascensionnelles attribuables à des causes aérodynamiques extérieures au ballon, est maxima, la structure turbulente de l'air traversé étant, à toute altitude, la cause principale des variations

de vitesses. Cette structure de l'air est, en effet, susceptible de modifier la résistance spécifique du ballon, les tourbillons de Von Karman, qui se produisent à l'arrière du ballon n'étant pas de la même importance en atmosphère turbulente qu'en atmosphère stable.

Il sera donc intéressant de relier les écarts de vitesses ascensionnelles aux structures thermiques les plus susceptibles de caractériser la turbulence et l'instabilité de l'atmosphère. Nous ferons cette liaison, au moyen des gradients de température.

La théorie hydro-dynamique (30), considère le nombre de

Richardson
$$R_i = \frac{\frac{g}{T} \left[\frac{dT}{dz} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{adiab}} \right]}{\left(\frac{du}{dz} \right)^2} \quad \text{qui peut être } > 0, = 0$$

ou < 0 suivant la stabilité, l'indifférence ou l'instabilité de structure du fluide. En faisant appel à la température potentielle θ de l'air, on peut écrire plus simplement :

$$R_i = \frac{\frac{g}{T} \frac{d\theta}{dz}}{\left(\frac{du}{dz} \right)^2}$$

Les essais en soufflerie ont montré que le nombre critique de Reynolds, caractéristique du passage de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent était une fonction de R_i . Le gradient thermique, qui intervient dans ce dernier nombre, nous servira donc d'intermédiaire pour caractériser la turbulence à l'exemple de travaux précédents (1 - 31). Ceci est d'autant plus justifié dans l'atmosphère que R_i est très grand $\left(\frac{du}{dz} \right)^2$ étant très petit. C'est donc $\frac{d\theta}{dz}$ qui est le principal élément susceptible de faire varier le signe de R_i . Les courbes d'ajustement, vitesses ascensionnelles en fonction du gradient vertical, tracées par Poncelet (1) semblent montrer, malgré la dispersion des résultats, due à la forme du ballon, qui n'est jamais tout à fait sphérique, ainsi qu'aux courants vorticaux, que la vitesse augmente avec le gradient vertical de température.

Remarquons en outre que les variations de vitesses ascensionnelles, comme la turbulence, sont certainement liées à la répartition.

des densités en altitude. Considérant la densité potentielle (ρ), c'est-à-dire la densité ramenée à 1.000 millibars, nous avons

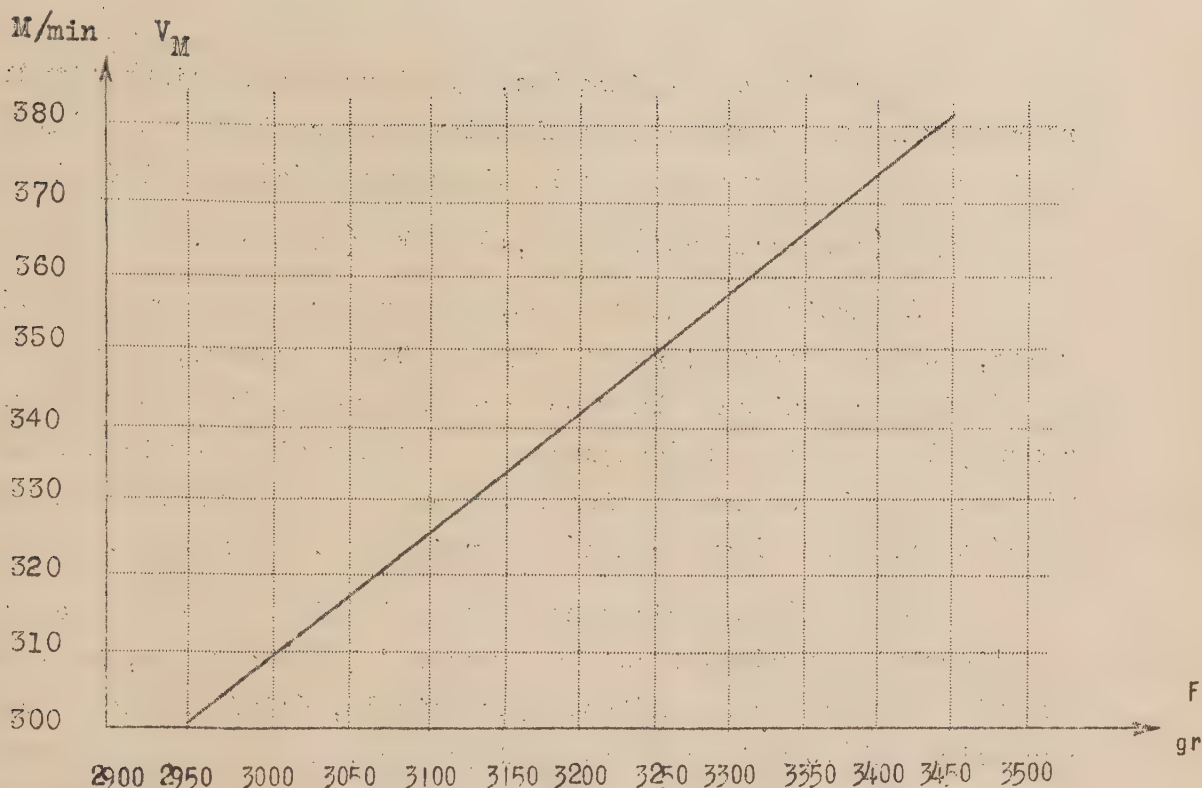
$$\frac{p}{p_0} = R \theta.$$

L'utilisation du gradient de densité potentielle revient donc à celle du gradient de température potentielle, lequel se rattache lui-même au gradient de température par $\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} + \gamma_a$. Nous avons donc des raisons valables d'utiliser le gradient de température comme variable pratique d'estimation de la turbulence.

Dans le calcul des écarts de vitesses, il y a lieu de tenir compte de ce que les ballons ne disposent pas exactement de la même force ascensionnelle.

Plusieurs formules reliant la vitesse à la force ascensionnelle ont été proposées dans des travaux antérieurs. C'est ainsi qu'Hergesoll (2), partant de la valeur de la résistance de l'air sur le ballon $R = K s_a Q V^2$, s_a étant le poids spécifique de l'air, Q la section la plus large du ballon, et posant lorsque le mouvement a lieu F (force ascensionnelle) $= R$, en déduit $F = K s_a Q V^2$. Prenant à des niveaux identiques pour s_a les données de l'atmosphère standard, Q restant sensiblement le même pour tous les ballons, si l'on trace la ligne de régression des points $F(V)$, on doit trouver sensiblement une parabole. Or, si l'on ajuste, par la méthode des moindres carrés, les points de coordonnées V_m (vitesse moyenne) et F , on obtient la droite suivante de pente 0,15 :

(schéma page suivante)



Ce résultat peut provenir de ce qu'Hergesell n'envisageait, ni l'inclinaison de la trajectoire, suivie par le ballon entraîné par le vent, qui se compose avec la force ascensionnelle, ni la turbulence de l'air qui risque de fausser les lois normales de la résistance de l'air. C'est ce que fait remarquer Brazier (32), qui relie la vitesse ascensionnelle V des ballons pilotes à leurs forces ascensionnelles A et à leurs poids B par une formule du type $V = m \left[\frac{A}{(A+B)^{2/3}} \right]^n$, m et n étant des coefficients qui changent avec la valeur du nombre de Reynolds.

Plus récemment a été publiée une formule américaine, reliant la vitesse ascensionnelle V des ballons pilotes à leurs forces libres l et leurs poids L (33) :

$$V = 72 \left(\frac{l}{L^{2/3}} \right)^{5/8}$$

Le choix de ces formules, ayant une part d'incertitude, nous pouvons en première approximation nous contenter de l'ajustement graphique représenté par le diagramme précédent et écrire :

$$\Delta V \text{ (mètres/minute)} = 0,15 \Delta F \text{ (grammes)}.$$

A partir du sondage type, obtenu par les moyennes générales, de force ascensionnelle moyenne 3.300 grammes, nous pouvons en déduire, connaissant la force ascensionnelle d'un sondage quelconque, les vitesses théoriques que l'on devrait obtenir à tous les niveaux par simple application à chacun de ces derniers de la formule précédente, ΔF étant compté à partir de 3.300 grammes.

Cette méthode risquant de nous induire en erreur par suite de l'incertitude régnant sur la formule $V(F)$ à adopter, nous serons conduits à utiliser une méthode plus simple, éliminant la force ascensionnelle. Considérant le sondage type, moyenne des 33 sondages utilisés, nous avons déterminé le rapport V/V_M aux niveaux kilométriques. Connaissant la vitesse moyenne d'un sondage quelconque, entre le sol et 10 kilomètres, il nous suffit de multiplier cette vitesse moyenne par le rapport trouvé dans le cas du sondage type pour en déduire la vitesse théorique à un niveau donné $V_h = r_h \cdot V_M$. On calcule alors l'écart de vitesse par simple différence entre la vitesse observée et la vitesse théorique à un niveau déterminé. C'est cette deuxième méthode que nous utiliserons de préférence, nous verrons d'ailleurs que les écarts calculés par les deux méthodes conduisent à des conclusions identiques.

Relations statistiques entre les écarts de vitesses ascensionnelles et les dispositions thermiques

a) Classement des couches à gradients exceptionnels -

Ces couches d'épaisseur quelconque sont classées suivant l'importance de leurs gradients :

I) Gradients forts ($\gamma > 6^\circ/\text{km}$) -

Cette catégorie a été subdivisée en :

(1) gradient fort, précédé d'un gradient plus faible, et précédant un gradient plus faible, le premier de ces deux gradients d'encadrement étant le plus faible.

(2) Même disposition thermique, mais le deuxième des gradients d'encadrement est le plus faible.

(3) Gradient fort, précédé d'un gradient plus faible, et surmonté d'un gradient plus fort.

(4) Gradient fort, précédé d'un gradient plus fort, et surmonté d'un gradient plus faible.

(5) Gradient fort, précédé d'un gradient plus fort, et précédant un gradient plus fort, le premier de ces deux gradients d'encadrement étant le plus fort.

(6) Même disposition thermique, mais le deuxième des gradients d'encadrement est le plus fort.

II) Isothermies ($-1^\circ/\text{km} < \gamma < 1^\circ/\text{km}$) -

Cette catégorie a été subdivisée en :

(1) isothermie, précédée d'un gradient plus fort, et précédant un gradient plus fort, le premier de ces deux gradients d'encadrement étant le plus fort.

(2) Même disposition thermique, mais le deuxième des gradients d'encadrement est le plus fort

(3) Isothermie précédée d'une inversion et surmontée d'un gradient plus fort.

(4) Isothermie précédée d'un gradient plus fort et précédant une inversion.

(5) Isothermie encadrée de deux inversions.

III) Inversions ($\nabla < - 1^{\circ}/\text{km}$).

Cette catégorie a été subdivisée en :

(1) Inversion précédée d'un gradient plus fort, et surmontée d'un gradient plus fort, le premier de ces gradients d'encadrement étant le plus fort.

(2) Même disposition thermique, mais le deuxième des gradients d'encadrement est le plus fort.

Ces différentes classes de dispositions thermiques ont été relevées dans les dépouillements de Schmauss (23) et, dans chacune d'elles, on a noté les écarts de vitesses calculés suivant les deux méthodes indiquées précédemment. Le résultat de cette étude peut se résumer ainsi :

1^o) Les répartitions des écarts de vitesses, dans les classes de gradients adoptées, ne diffèrent pas sensiblement avec le mode de calcul de ces écarts. Les conclusions, qui suivent, restent les mêmes on faisant intervenir la force ascensionnelle, ou en l'éliminant, suivant les principes exposés.

2^o) Gradients forts. Les classes (3) et (6) n'ont pas été rencontrées, les classes (4) et (5) sont pratiquement inexistantes. La classe (1) forme 37 % des cas, et on y remarque une légère prédominance d'écarts négatifs. La classe (2) forme 58 % des cas, et on y trouve des écarts plus importants que dans la subdivision précédente, et une prédominance d'écarts négatifs.

Dans l'ensemble, les gradients forts semblent correspondre à des écarts de vitesse importants (la plupart sont $> 30 \text{ m/min}$), avec prédominance de vitesses faibles, spécialement les gradients forts encadrés de 2 gradients plus faibles, le plus faible étant le gradient d'altitude supérieure.

3^o) Isothermies. Les classes (3) et (5) sont pratiquement inexistantes. La subdivision (4) ne forme que 11 % des cas, et on y relève des écarts de vitesses importants avec légère prédominance d'écarts

positifs. La classe (1) représente 48 % des cas d'isothermies : les écarts de vitesses y sont assez forts avec une très faible prédominance d'écarts positifs. La subdivision (2) comprend 40 % des cas, on y trouve de forts écarts de vitesses avec prédominance d'écarts positifs.

En résumé, les isothermies se présentent comme des couches à forts écarts de vitesses, généralement supérieurs à 30 m/min, avec prédominance de vitesses fortes, spécialement les isothermies encadrées de deux gradients plus forts, le plus important étant celui d'altitude supérieure.

4^e) Inversions. La classe (2) ne forme que 22 % des cas. Les écarts de vitesses y demeurent faibles. La classe (1) forme 78 % des cas, on y remarque des écarts plus importants, avec prédominance de vitesses faibles.

b) Corrélation totale entre les gradients moyens des couches de 1000 mètres d'épaisseur et les écarts de vitesses ascensionnelles -

Nous avons déterminé, pour chaque tranche de 1.000 mètres d'épaisseur des 33 sondages, le gradient moyen et la vitesse ascensionnelle. L'écart de cette dernière à la vitesse théorique a été calculé suivant les deux méthodes indiquées précédemment.

1) Corrélation entre le gradient et les écarts de vitesses calculés à partir de la formule faisant intervenir la force ascensionnelle.

Nombre de cas $N = 382$; Moyenne des écarts (en dizaines de mètres/minute) = 1; Moyenne des gradients de température (en dg/km) = 5.

$$\text{Ecart types } \sigma_{e_1}^2 = 16,28 \quad \sigma_{\gamma}^2 = 37,37$$

Coefficient de corrélation : $r_{e_1 \gamma} = -0,035$, valeur non significative.

2) Corrélation entre le gradient et les écarts de vitesses calculés, en se servant de la méthode éliminant la force ascensionnelle :

$$N = 382 \quad M(e_2) = 0 \quad \text{et} \quad G_{e_2}^2 = 9,319$$

d'où $r_{e_2} = -0,027$ valeur non significative.

3) Corrélation entre la valeur absolue $|e_1|$ et la valeur absolue, des écarts des gradients au gradient moyen (5g/km), soit $|\delta\gamma|$

$$N = 382 \quad M(|e_1|) = 3 \quad G_{|e_1|}^2 = 7,759$$

$$M(|\delta\gamma|) = 4 \quad G_{|\delta\gamma|}^2 = 19,61$$

d'où $r_{|e_1| \delta\gamma} = -0,043$ valeur non significative.

4) Corrélation entre la valeur absolue $|e_2|$, et la valeur absolue $|\delta\gamma|$ des écarts des gradients au gradient moyen.

$$M|e_2| = 2 \quad G_{|e_2|}^2 = 4,298$$

d'où $r_{|e_2| \delta\gamma} = -0,115$ valeur non significative.

Les résultats précédents ne nous permettent pas de confirmer la conclusion formulée par Poncelet (1) :

"La vitesse augmente avec le gradient, et on peut exprimer le résultat pour les ballons pilotes suivant une loi linéaire simple $V = V_0 (1 + \gamma_2)$, V_0 étant la vitesse en atmosphère isotherme, la loi variant avec les caractéristiques des ballons". L'auteur fait d'ailleurs remarquer que la dispersion des résultats est grande, et principalement due à la forme des ballons ainsi qu'aux courants verticaux et à la turbulence de l'air.

c) Liaison entre écarts des vitesses ascensionnelles et variations d'humidité relative ~

Les deux derniers paragraphes semblent mettre en évidence une relation entre les écarts importants de vitesses ascensionnelles,

et non pas les gradients exceptionnellement forts ou faibles, mais les changements de gradients. Comme tous ces derniers ne paraissent pas accompagnés de vitesses très différentes des vitesses théoriques, il est nécessaire de rechercher si d'autres facteurs, et particulièrement l'humidité, qui est la variable la plus susceptible de traduire les ascendances et les subsidences, permettent d'interpréter les différences trouvées, au point de vue vitesses ascensionnelles, dans des changements de gradients. Reprenant le classement des couches à gradients exceptionnels (voir a/), on a relevé, dans ces tranches et celles qui l'encadrent immédiatement, les variations d'humidité. Or, même en tenant compte de l'inertie normale de l'hygromètre, c'est-à-dire en considérant que les variations de cet instrument sont en retard par rapport aux indications du thermomètre, nous n'avons pas trouvé d'éléments susceptibles d'expliquer les variations de vitesse ascensionnelle. Colles-ci ne semblent liées qu'à des changements de gradients, capables probablement de modifier la microturbulence de l'air, et par suite le coefficient de résistance spécifique du ballon. C'est ce problème des changements de gradients, que nous allons maintenant aborder dans le détail. Remarquons en conclusion de ce paragraphe, que la non corrélation des variations d'humidité confirme les idées déjà émises par Poncelet (1): les principales variations de vitesses ascensionnelles ne sont pas liées à des courants verticaux, qui, se traduiraient par des modifications importantes d'humidité relative.

d) Classement des couches à vitesses exceptionnelles -

Avant d'entreprendre un calcul de corrélation, il est tout à fait indiqué d'examiner les rapports individuels entre les écarts de vitesses ascensionnelles les plus importants, et les données sur la structure thermique qui les accompagnent. C'est ce qui a été fait sur dix des sondages. Les écarts des vitesses E , calculés en mètres par minute, d'après la méthode éliminant la force ascensionnelle, que nous adopterons dorénavant, afin d'éviter les erreurs dues à l'imprécision de la première formule, les deux modes de calcul donnant sensi-

blement les mêmes résultats ainsi que nous l'avons vu, ont été répartis en 6 catégories :

- | | |
|--------------------------|---------------------------|
| (1) $E \leq -100$; | (2) $-100 < E \leq -60$; |
| (3) $-60 < E \leq -30$; | (4) $30 \leq E < 60$; |
| (5) $60 \leq E < 100$; | (6) $E \geq 100$. |

Dans chacune de ces catégories, on a relevé la valeur exacte de l'écart de vitesse, l'altitude et l'épaisseur de la couche de cet écart, son gradient et les gradients d'encadrement. La conclusion d'un simple examen de ces relevés est que les écarts de vitesses les plus importants, quels que soient leurs signes, se trouvent dans des couches, dont les gradients diffèrent notablement des gradients d'encadrement. L'épaisseur des couches, pas plus que leurs altitudes, ne semblent avoir d'influence sensible.

Il paraît donc logique d'entreprendre un calcul de corrélation partielle, entre les écarts de vitesses ascensionnelles et les dispositions thermiques caractérisées par des différences de gradients de couches adjacentes.

e) Choix des variables principales -

Les calculs de corrélation partielle de ce paragraphe ont pour but principal de dégager, parmi les variables, que nous jugeons susceptibles d'avoir une influence sur les forts écarts de vitesses ascensionnelles, celles qui se trouvent le plus en corrélation avec ces derniers afin de simplifier, par la suite, les résultats en réduisant le nombre des variables. Nous prendrons pour variable dépendante, X_1 , l'écart de vitesse ascensionnelle, en dizaines de mètres par minute, chaque fois qu'il sera supérieur à 30 dans des couches d'épaisseur supérieure à 100 mètres, afin d'éliminer de faibles écarts qui pourraient être dus à des irrégularités du mouvement d'horlogerie. La 2ème variable X_2 sera l'écart de vitesse dans la couche précédant celle où l'on a relevé X_1 , afin de rechercher si la vitesse ascen-

sionnelle d'une couche conserve une influence sur celle de la tranche suivante malgré la différence thermique. La 3ème variable X_3 est le gradient en d^2/km de la couche où l'on a relevé X_1 . La 4ème variable X_4 est la différence entre le gradient de la couche où l'on a relevé X_2 et X_3 . La 5ème variable X_5 est la différence entre le gradient de la couche immédiatement au-dessus de celle où l'on a relevé X_3 et X_5 lui-même. Les résultats, limités à la troposphère, afin de ne pas dépasser l'altitude de 10 kilomètres sont les suivants :

$$\begin{aligned} \text{Nombre de cas } N &= 104 & M(X_1) &= 3 & G_{X_1} &= 10,19 \\ M(X_2) &= 0 & G_{X_2} &= 5,72; & M(X_3) &= 4 & G_{X_3} &= 4,29 \\ M(X_4) &= 0 & G_{X_4} &= 6,28; & M(X_5) &= 1 & G_{X_5} &= 5,06. \end{aligned}$$

Les coefficients de corrélation totale sont :

$$\begin{aligned} r_{12} &= -0,16 & r_{13} &= -0,14 & r_{23} &= -0,02 & r_{14} &= 0,20 \\ r_{15} &= 0,17 & r_{45} &= 0,57 & r_{24} &= -0,06 & r_{25} &= -0,14 \\ r_{34} &= -0,57 & r_{35} &= -0,86 \end{aligned}$$

Seuls r_{45} , r_{54} et r_{35} ont des valeurs supérieures à la valeur significative. Le coefficient de corrélation multiple R est égal à 0,28, alors que sa valeur significative est de 0,30. Il est donc inutile de calculer l'équation de régression; mais il peut être intéressant de déterminer les coefficients de corrélation partielle, afin de chercher l'influence particulière de chacune des variables.

X_1 étant variable dépendante, les coefficients de régression sont : $a_1 = -0,20$, $b_1 = -0,12$, $c_1 = 0,15$, $d_1 = 0,12$; X_2 étant variable dépendante, le coefficient de régression avec X_1 est $a_2 = -0,12$; X_3 étant variable dépendante, on a de même $a_3 = -0,10$, X_4 étant variable dépendante, on a de même $a_4 = 0,18$, X_5 étant variable dépendante, on a de même $a_5 = 0,08$.

Nous en tirons les coefficients de corrélation partielle

$$R_{12} = \sqrt{a_1 a_2} = -0,15 ; \quad R_{13} = -0,11 ;$$

$$R_{14} = 0,16 ; \quad R_{15} = 0,11$$

Ils sont tous inférieurs à la valeur significative d'une corrélation réelle.

Ces résultats appellent certaines remarques. Les coefficients de corrélation les plus importants sont :

$$r_{35} = -0,86 \quad r_{34} = -0,57 \quad \text{et} \quad r_{45} = 0,57.$$

Ces coefficients traduisent un résultat, déjà entrevu par simple considération des données : la disposition thermique, favorable aux vitesses exceptionnellement fortes ou faibles, se compose d'un gradient quelconque encadré de 2 gradients très différents. On est en droit de se demander si, en première approximation, on ne peut pas réduire les variables à X_1 , X_4 et X_5 . Changeant de notations, et appelant ces dernières variables Y_1 , Y_2 , Y_3 , nous avons comme coefficients de corrélation totale $\rho_{12} = 0,20$, $\rho_{13} = 0,17$ et $\rho_{23} = 0,57$ avec un coefficient de corrélation multiple $R = 0,22$, inférieur à sa valeur significative qui est de 0,24.

Les coefficients de régression étant ici :

$$\beta_1 = 0,14 \quad \beta_2 = 0,09 \quad \alpha_2 = 0,20 \quad \text{et} \quad \alpha_3 = 0,06$$

nous en tirons les coefficients de corrélation partielle $R_{12} = 0,17$, et $R_{13} = 0,07$, valeurs inférieures à celles significatives d'une corrélation réelle. Ce résultat peut s'expliquer par le fait, que nous avons essayé de mettre en corrélation la valeur de l'écart de vitesse avec la disposition thermique, alors que nous ne connaissons qu'approximativement la valeur réelle de cet écart pour les raisons suivantes : les sondages ont été partagés en couches de gradients constants, alors qu'en réalité en fin de chacune de ces tranches, le gradient a dû commencer à varier sans que le thermographe l'indique instantanément en raison de son inertie naturelle. La variation de vitesse ascensionnelle, due au changement de gradient, ne peut donc être mesurée avec

précision par simple considération d'une vitesse moyenne, dans chaque tranche à gradient constant, cette variation pouvant être plus rapide au début ou en fin de la couche. Dans le paragraphe suivant, pour tenir compte de cette remarque, nous nous limiterons à relever les couches d'écarts exceptionnels de vitesses ascensionnelles, positifs et négatifs, mais de valeurs absolues > 30 m/min, afin d'éliminer les irrégularités accidentelles. Nous considérerons ces écarts du point de vue qualitatif, écart fort positif ou négatif, en étudiant par voie statistique les dispositions thermiques qui s'y rattachent.

f) Disposition thermique accompagnant les écarts importants de vitesses ascensionnelles -

Nous appuyant sur les conclusions précédentes, nous relèverons pour chaque écart de vitesse ascensionnelle de valeur absolue supérieure à 30 m/min les données suivantes : X_1 , lère variable, gradient (en d°/km) de la couche de l'écart de vitesse en question. X_2 , différence entre le gradient précédant X_1 et X_1 lui-même, X_3 différence entre le gradient précédé par X_1 et X_1 lui-même.

Tous les gradients sont exprimés en d°/km . Nous nous limitons à la troposphère, à une altitude toujours inférieure à 10km. Nous emploierons la méthode des corrélations partielles entre les 3 variables X_1 X_2 X_3 , les notations restant les mêmes qu'au paragraphe précédent.

$$\begin{aligned} &1) \text{ Ecarts de vitesses positifs. } 57 \text{ cas } M(X_1) = 4 \quad \bar{G}_{X_1} = 3,7 \\ M(X_2) = 1 \quad \bar{G}_{X_2} = 6,30 \quad M(X_3) = 2 \quad \bar{G}_{X_3} = 4,91 \\ r_{12} = -0,60 \quad r_{13} = -0,84 \quad r_{23} = 0,57 \\ a_1 = -0,18 \quad b_1 = -0,74 \quad a_2 = -0,41 \quad a_3 = -0,78 \end{aligned}$$

d'où les coefficients de corrélation partielle :

$R_{12} = -0,27$ $R_{13} = -0,76$. Ces corrélations sont réelles, la valeur significative d'un coefficient étant de 0,27. La présence

de vitesses exceptionnelles semble donc en rapport avec un écart important, entre le gradient de la couche à forte vitesse et le gradient immédiatement supérieur. Le gradient, accompagnant l'écart fort de vitesses, est lui-même quelconque, plutôt faible, comme l'indique sa moyenne. L'équation de régression s'écrit, tous calculs faits : $X_1 - 5 = - 0,1 X_2 - 0,6 X_3$. Elle traduit quantitativement la conclusion précédente. Le coefficient de corrélation multiple est $R = 0,85$, sa valeur significative étant de 0,41; l'équation de régression constitue donc une prévision convenable des variables.

2) Ecart de vitesses négatifs. 47 cas $M(X_1) = 4$
 $G_{X_1} = 5,02$ $M(X_2) = - 1$ $G_{X_2} = 6,23$
 $M(X_3) = 1$ $G_{X_3} = 5,29$

$r_{12} = - 0,45$ $r_{13} = - 0,85$ $r_{23} = 0,45$

$a_1 = - 0,09$ $b_1 = - 0,45$ $a_2 = - 0,25$ $a_3 = - 0,81$

Nous en tirons les coefficients de corrélation partielle :

$R_{12} = - 0,15$ $R_{13} = - 0,60$, la valeur significative pour 47 épreuves étant de 0,30. Seule la 2ème corrélation est réelle. L'équation de régression s'écrit :

$$X_1 - 4 = - 0,1 X_2 - 0,6 X_3$$

Le coefficient de corrélation multiple est $R = 0,80$, valeur $>$ à la valeur significative qui est de 0,43.

Si l'on examine les résultats concernant les écarts de vitesses positifs et négatifs, on est amené à conclure que la disposition thermique, qui les accompagne est pratiquement identique. Il semble donc qu'un gradient quelconque, encadré de deux gradients différents, spécialement le gradient de température immédiatement au-dessus, soit favorable à des formations microturbulentes modifiant d'autant plus le coefficient de résistance spécifique du ballon, que l'on se trouve

dans le domaine où le nombre de Reynolds est compris entre 2.10^5 et 5.10^5 . Pour que cette conclusion soit légitime, il est nécessaire de comparer la structure thermique précédente à la disposition thermique normale, en l'absence de vitesses exceptionnelles. Utilisant 16 sondages, dans lesquels de forts écarts de vitesses n'ont pas été enregistrés, nous cherchons la liaison normale entre un gradient et les gradients adjacents de température.

3) Structure thermique normale. Nous opérons comme au 1) et 2), mais en utilisant tous les gradients des 16 sondages précités. Les notations restent les mêmes.

$$247 \text{ cas} \quad - \quad M(X_1) = 5 \quad M(X_2) = 0 \quad M(X_3) = 0$$

$$G_{X_1} = 3,44 \quad G_{X_2} = 5,05 \quad G_{X_3} = 4,80$$

$$r_{12} = -0,64 \quad r_{13} = -0,62 \quad r_{23} = 0,52$$

$$a_1 = -0,44 \quad b_1 = -0,29 \quad a_2 = -0,52 \quad a_3 = -0,49$$

d'où les coefficients de corrélation partielle :

$$R_{12} = -0,48 \quad R_{13} = -0,37 \quad \text{avec une valeur signi-}$$

ficative $< 0,25$.

L'équation de régression s'écrit : $X_1 - 5 = -0,3 X_2 - 0,2 X_3$

Le coefficient de corrélation multiple $R = 0,67$ avec une valeur significative $< 0,30$.

4) Conclusion : Comparant les résultats des structures thermiques normales à ceux concernant les structures à vitesses exceptionnelles nous pouvons conclure que ces dernières sont caractérisées par une différence, beaucoup plus grande que la normale, entre le gradient de température de la couche à vitesse exceptionnelle et le gradient immédiatement supérieur et une différence moins marquée que la normale entre ce même gradient et le gradient immédiatement inférieur.

Ces conclusions se trouveront précisées dans l'étude des radiosondages de Bron, que nous allons maintenant exposer.

III/- PREMIERE SERIE DES RADIOSONDAGES EXECUTES à BRON en 1947 -

L'étude qui suit porte sur une série de 158 radiosondages, exécutés le matin à 6 heures, à l'aérodrome de Bron entre le 23 Mai 1947 et le 30 Novembre de la même année au moyen, exclusivement, de ballons français "Delacoste".

Constitution des mesures de vitesses ascensionnelles -

Dans tout radiosondage, le temps d'ascension est noté, les instants initial et final étant respectivement le lâcher du ballon et l'éclatement ou l'arrêt d'émission de la radiosonde. En outre, au cours de l'ascension quelques repères sont notés de la façon suivante : Lorsque la radiosonde émet les indications de la coquille barométrique, l'agent chargé de la réception au sol lit le temps de la fin d'émission sur un compte secondes. L'altitude correspondante est déterminée par application de la loi de Laplace à la courbe de sondage de l'atmosphère, tracée d'après les données de la radiosonde, c'est-à-dire les émissions propres aux diverses positions de la coquille barométrique du bilame thermométrique, de l'hygromètre au cours du sondage et reçues au sol. En pratique ces calculs d'altitude se font graphiquement sur des abaques. On déduit donc par simple rapport entre l'espace parcouru, différence des altitudes atteintes, et le temps lu sur le compte secondes, la vitesse ascensionnelle.

La méthode adoptée pour les 158 radiosondages a consisté à augmenter le nombre des repères du temps d'ascension en exécutant une mesure pour chaque indication barométrique émise et à accroître la précision en utilisant d'une part un chronographe et en recherchant d'autre part le maximum de simultanéité entre la lecture du temps et l'appréciation de la fin d'émission de la coquille barométrique. La forme statistique de tous ces résultats doit avoir pour but, d'après l'étude précédente, de mettre en relief l'influence des cellules de turbulence sur les vitesses ascensionnelles. Les dimensions de ces cellules, ou si l'on préfère l'échelle des dimensions à

adopter pour les cellules susceptibles de réagir sur l'ascension des ballons, différent avec les auteurs (31 - 34 - 35 - 36 - 37 - 38). De ces nombreuses mesures, plus ou moins sujettes à caution (1) à cause de l'inertie et de la période d'oscillation propre des anémoglyphes utilisés, on peut conclure que l'atmosphère turbulente est caractérisée par un agglomérat de cellules ayant chacune leur circulation propre et de dimensions variables avec la vitesse du vent. Il est évident que nos chronométrages, toutes les demi-minutes ne nous permettent de mettre en relief que les groupes de cellules. Par ailleurs, on ne peut se baser, pour déterminer les dimensions de ces cellules, sur des expériences de laboratoire. Les grandeurs des nuages compartimentés atteignent des centaines de mètres, plus de 1000 fois les dimensions des tourbillons artificiels (39). D. Br. a essayé d'expliquer cette particularité par une viscosité et une conductibilité complexes de l'atmosphère, qui seraient beaucoup plus grandes que celles de l'air calme des salles d'expériences.

Pour déterminer l'épaisseur type d'une couche de convection qui nous servira de base aux calculs des vitesses ascensionnelles, nous partons de la formule de Taylor du coefficient de diffusion $K = (Wl) = 10^6$, où W est la moyenne de la valeur absolue de la vitesse verticale comprise entre 1 et 10 cm/sec. L'épaisseur type l est alors comprise entre 100 et 1000 mètres. Adoptant une épaisseur moyenne, nous déterminerons les vitesses ascensionnelles, d'une manière statistique, par tranches de 50 millibars. La base inférieure sera de 950 millibars, de façon à partir toujours du même niveau, l'extrémité supérieure sera de 400 millibars, altitude qu'atteignent la plupart des radiosondages de la série. Comme cette manière de procéder risquerait d'éliminer un certain nombre de variations brusques de vitesses ascensionnelles, aux changements de gradients de température intérieurs aux domaines de 50 millibars adoptés. Nous ferons donc, en dernier lieu, une étude fine à l'échelle des chronométrages, de demi en demi-minute soit approximativement de 150 en 150 mètres, des variations de vitesses ascensionnelles en liaison avec les changements de gradients les plus caractéristiques.

Résultats statistiques moyens -

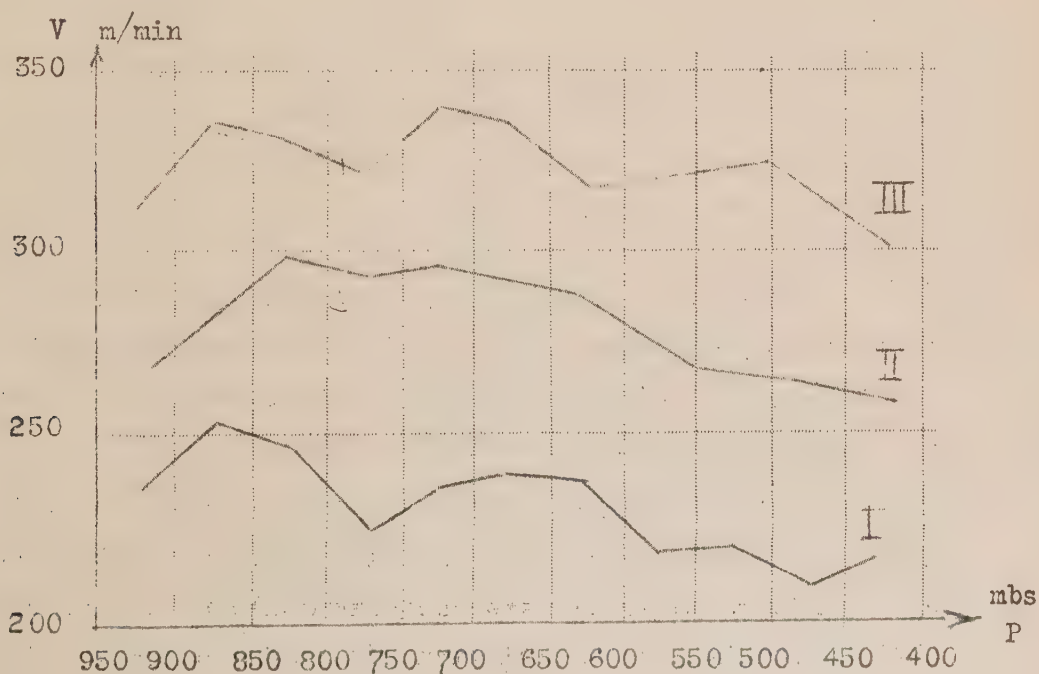
Pour déterminer les variations moyennes des vitesses ascensionnelles en altitude, nous avons classé les 158 sondages suivant leurs vitesses moyennes entre 950 et 400 millibars en 3 catégories :

- la 1^{ère} (I) groupant 37 radiosondages, dont les vitesses moyennes d'ascension sont comprises entre 150 et 250 m/min.

- la 2^{ème} (II) est constituée par 81 radiosondages de vitesses moyennes comprises entre 250 et 300 mètres par minute.

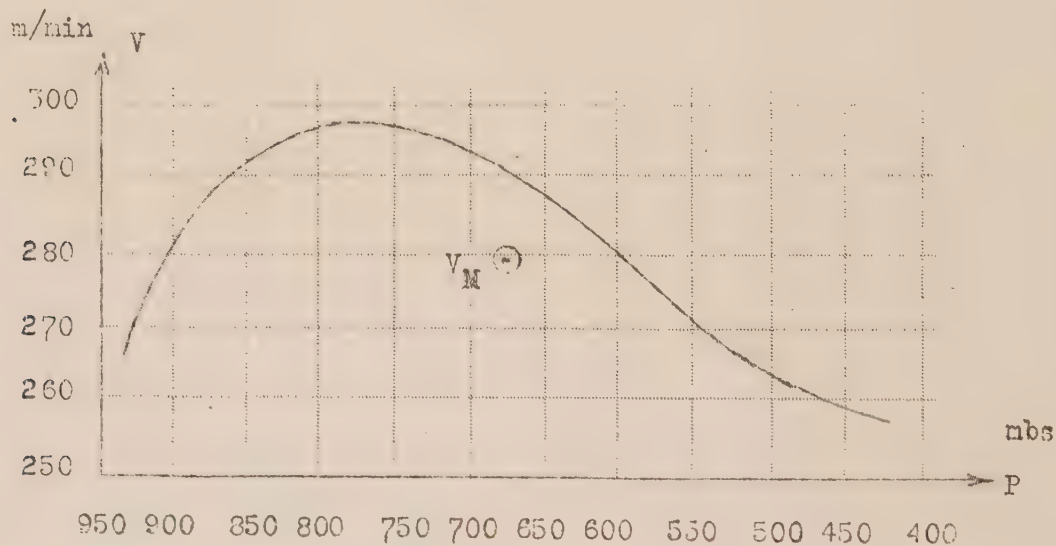
- la 3^{ème} (III) est faite de 41 radiosondages de vitesses moyennes comprises entre 300 et 400 m/min.

Les moyennes des vitesses aux différents niveaux isobariques adoptés ont servi au tracé des courbes qui suivent. Ces trois diagrammes, aux erreurs accidentelles près plus importantes dans les catégories I et III, qui groupent moins de sondages que la II, sont suffisamment similaires pour affirmer que l'allure générale de la variation de vitesse en altitude ne dépend pas de la vitesse moyenne, tout au moins dans les limites où cette dernière varie (150 à 300 m/min).



On est, par conséquent, en droit de rassembler les résultats des 158 sondages en une moyenne unique à chaque niveau isobarique de 50 en 50 millibars. On obtient ainsi le graphique suivant traduisant les résultats du calcul, que nous présentons sous forme d'un tableau dans lequel la vitesse moyenne, qui a servi au calcul du rapport V/V_M , est $V_M = 279$ m/min, la force ascensionnelle moyenne étant de 900 grammes,

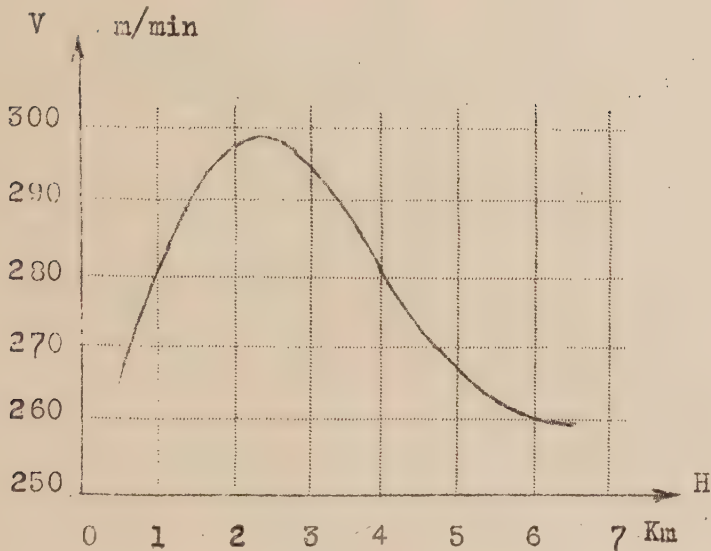
Tranches	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
V m/min	272	288	295	296	295	290	280	274	266	260	257
V/V_M	0,975	1,032	1,057	1,063	1,057	1,039	1,004	0,982	0,953	0,932	0,925



Faisant la moyenne des altitudes aux différents niveaux isobariques, nous avons déterminé les données nécessaires au tracé du diagramme représentant les variations de vitesses ascensionnelles aux différentes altitudes kilométriques.

Si nous comparons le graphique suivant à celui que nous avons obtenu pour les sondages allemands, on constate, comme dans ces derniers, que la vitesse ascensionnelle n'est pas constante en altitude, mais que sa variation dépend des caractéristiques des

ballons utilisés.



Si la vitesse des ballons suivait la loi théorique d'Hergesell (2), les courbes de variations de cette vitesse et des valeurs de $(T/P)^{1/6}$ aux niveaux isobariques adoptés devraient avoir un aspect similaire. Or le tracé de la courbe des $(T/P)^{1/6}$, obtenu par une moyenne générale des indications des 158 radiosondages, montre une courbe croissante

présentant deux discontinuités de pente. (voir page suivante).

Les ballons utilisés ne suivent donc pas la loi théorique, il nous faut étudier comme dans la série précédente la valeur du nombre de Reynolds aux différents niveaux. Nous calculerons directement ce nombre en utilisant les moyennes des indications des radiosondages. $R = \frac{VD}{\nu}$, dans cette formule la viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, μ étant le coefficient de viscosité et variant avec la température suivant la formule de Sutherland: $\mu = \frac{K \sqrt{T}}{1 + C/T}$; où $K = 142 \times 10^{-7}$ et $C = 102,5$ C.G.S.; ρ est la densité.

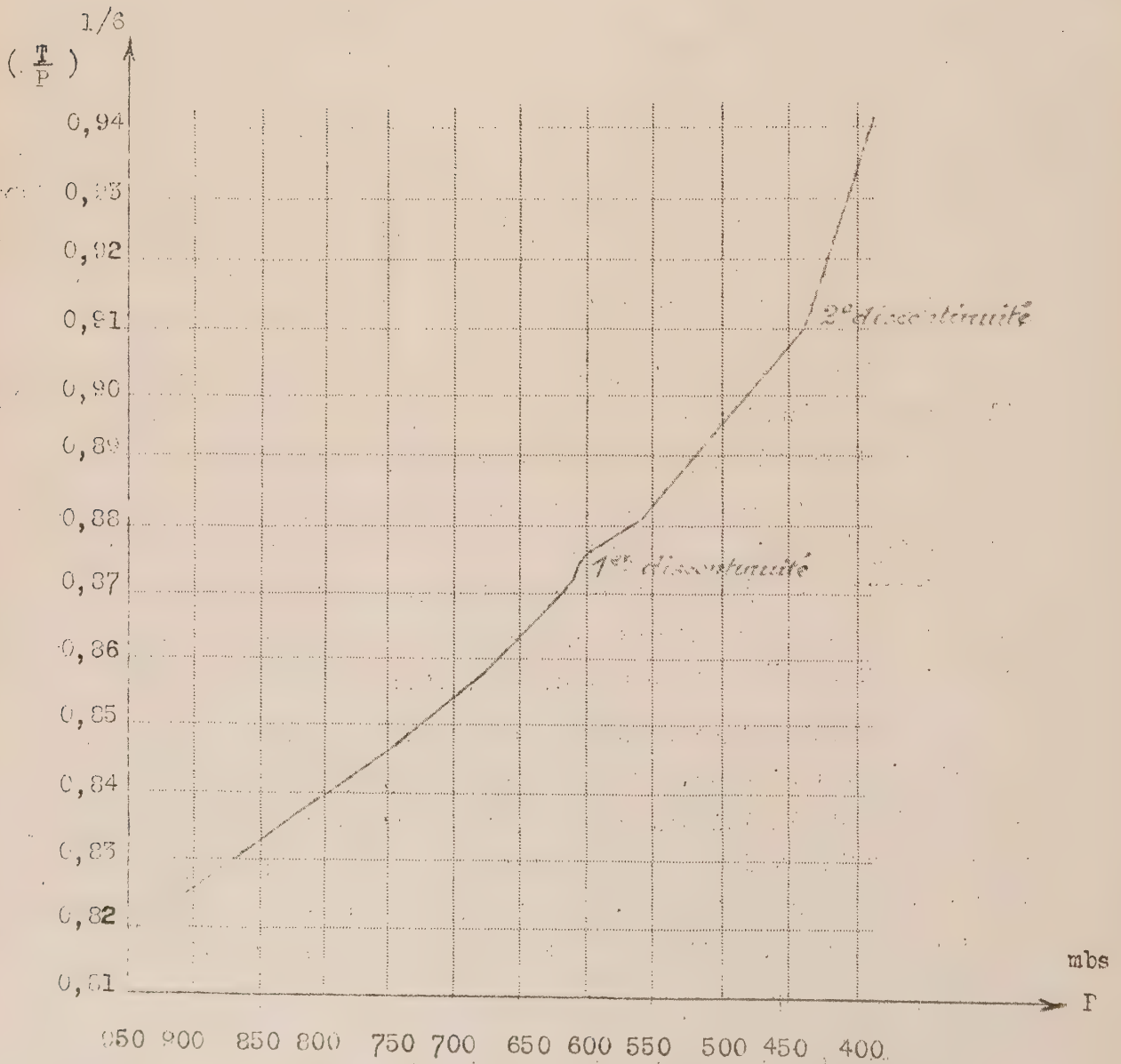
La détermination de R exige donc le calcul de la densité aux différents niveaux. Cette dernière variable se détermine par application de la loi des gaz parfaits à l'unité de masse: $\frac{P}{\rho} = r T$ avec $r = R/M$, R étant la constante des gaz. L'air étant humide, la loi de Dalton indique: pression totale = pression de l'air sec + tension de vapeur, soit $P = p_a + p_e$ avec $p_a = \frac{m_a r_a T}{V}$ et $p_e = \frac{m_e r_e T}{V}$. $P = (m_a r_a + m_e r_e) T/V$ et $m = m_e + m_a$.

Si l'on introduit l'humidité spécifique, $s = \frac{m_e}{m_a} = \frac{m_e}{m_e + m_a}$ si l'on suppose la masse totale unitaire et une nouvelle constante r'

définie par $P = m r' T/V$ d'où $m r' = m_a r_a + m_e r_e$, soit
 $r' = (1 - s) r_a + s r_e$,

$$r' = r_a \left[1 + s \left(\frac{r_e}{r_a} - 1 \right) \right] \quad \text{avec} \quad \frac{r_e}{r_a} = \frac{M_a}{M_e}$$

On en tire : $r' = r_a (1 + 0,608 s)$.

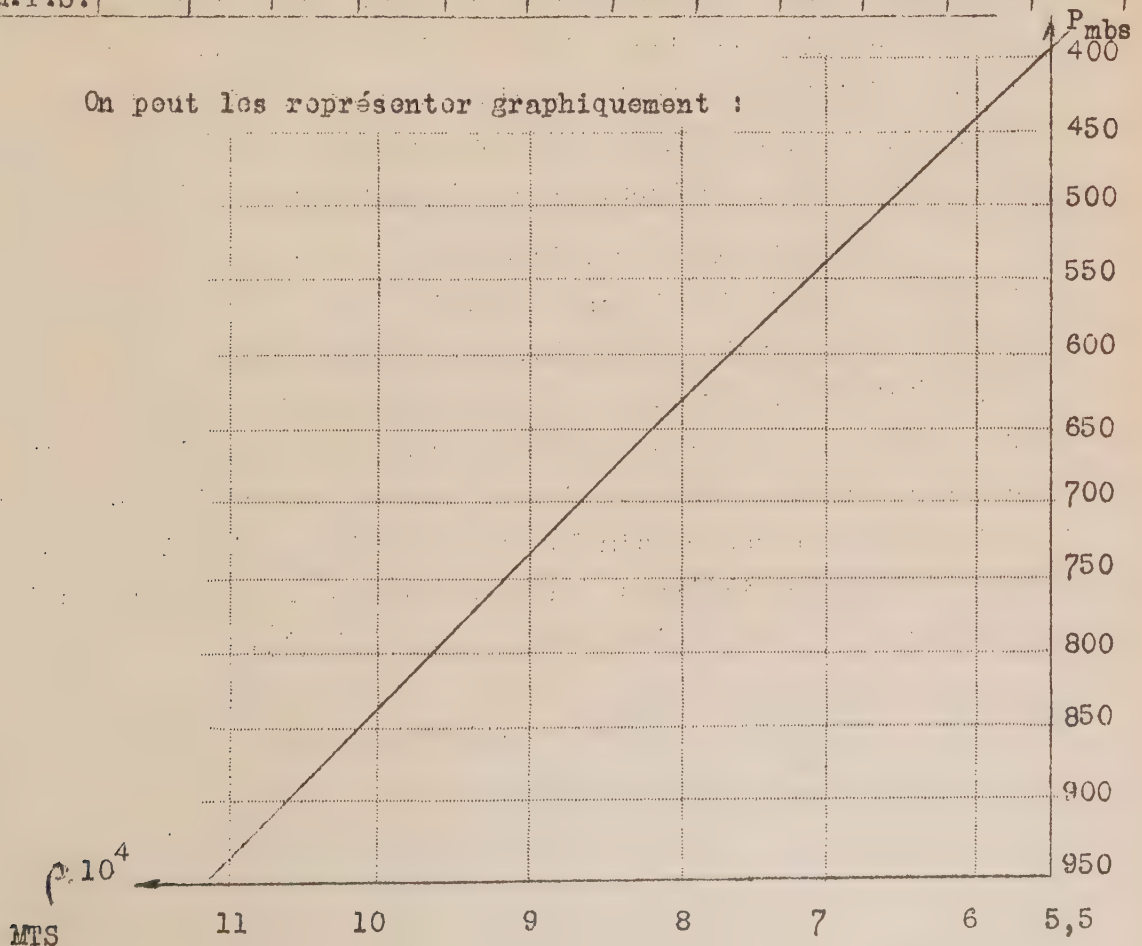


Pour raison de commodités, on préfère utiliser les formules relatives à l'air sec, en introduisant une température virtuelle permettant de considérer un air sec fictif ayant même densité que l'air humide. On doit avoir : $\rho = \frac{P}{r_a T'}$, T' étant définie par la condition $\frac{P}{r_a T'} = \frac{P}{r' T}$ donc $T' = T (1 + 0,608 s)$.

La détermination de la densité, aux différents niveaux adoptés, revient donc à celle de T' puis à la résolution logarithmique de $\rho = \frac{1}{r} \frac{P}{T'}$. Opérant en système M.T.S., on prendra $r = 292,7$ (air sec), P en pièces (soit en millibars divisés par dix). Les résultats des moyennes de tous les sondages sont les suivants :

P mbs	950	900	850	800	750	700	650	600	550	500	450	400
$\rho \cdot 10^3$ M.T.S.	1,12	1,07	1,02	0,97	0,92	0,87	0,82	0,75	0,71	0,66	0,61	0,55

On peut les représenter graphiquement :



Nous en déduisons le nombre de Reynolds dans la première tranche 950-900 millibars : $\gamma = \frac{\mu}{\rho} = 1,63 \times 10^{-1}$
 $V = 272 \text{ m/min} = 4,53 \times 10^2 \text{ cm/sec.}$ D sera pris égal à 180 cm, d'où $R = 5,025 \times 10^5$.

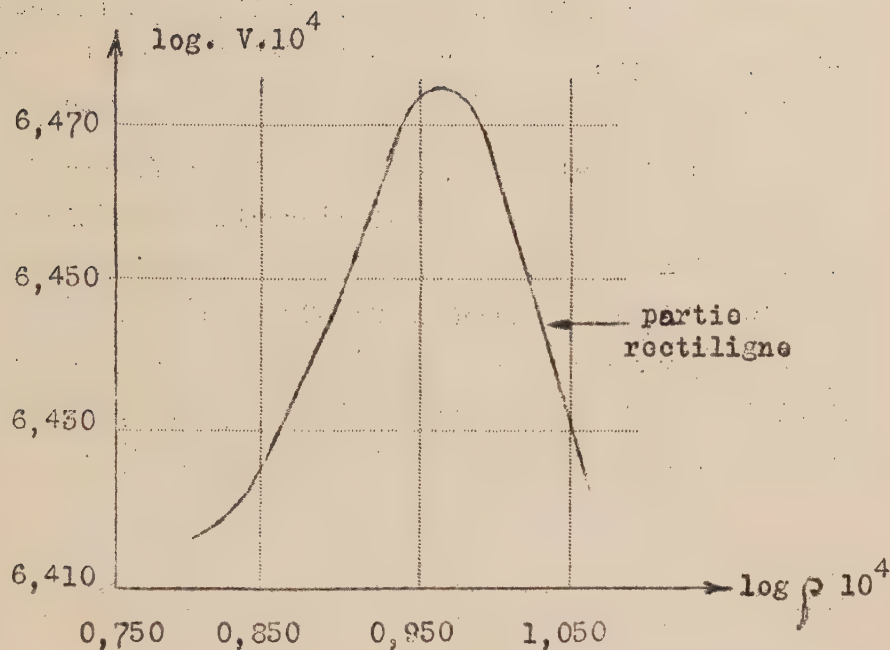
Dans la dernière tranche 450 - 400 mbs, on a :
 $\gamma = 2,74 \times 10^{-1}$ et $V = 4,28 \times 10^2 \text{ cm/sec.}$ On calcule D en fonction de D_0 à 925 millibars en négligeant la surpression et en admettant la température du gaz égale à celle de l'air d'où :

$$\text{volume/volume initial} = \frac{\rho_0}{\rho} \quad \text{et} \quad \frac{D_0}{D} = \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/3}$$

soit $D = 222 \text{ cm.}$ On en déduit $R = 3,473 \times 10^5$. Comme R est fonction de V, il est intéressant de calculer sa valeur au point où nous avons trouvé V maximum. Un calcul, identique au précédent, donne $R = 5,057 \times 10^5$. On peut en conclure qu'on se trouve, depuis le début de l'ascension (limitée à 950 mbs) jusqu'à la fin (400 mbs), dans le domaine critique $2.10^5 < R < 5.10^5$, où le régime de résistance spécifique du ballon varie. Les conclusions de Poncolet (1), indiquant dans ce domaine de R une courbe en S de variation de vitesses en altitude, se trouvent confirmées par les diagrammes tracés.

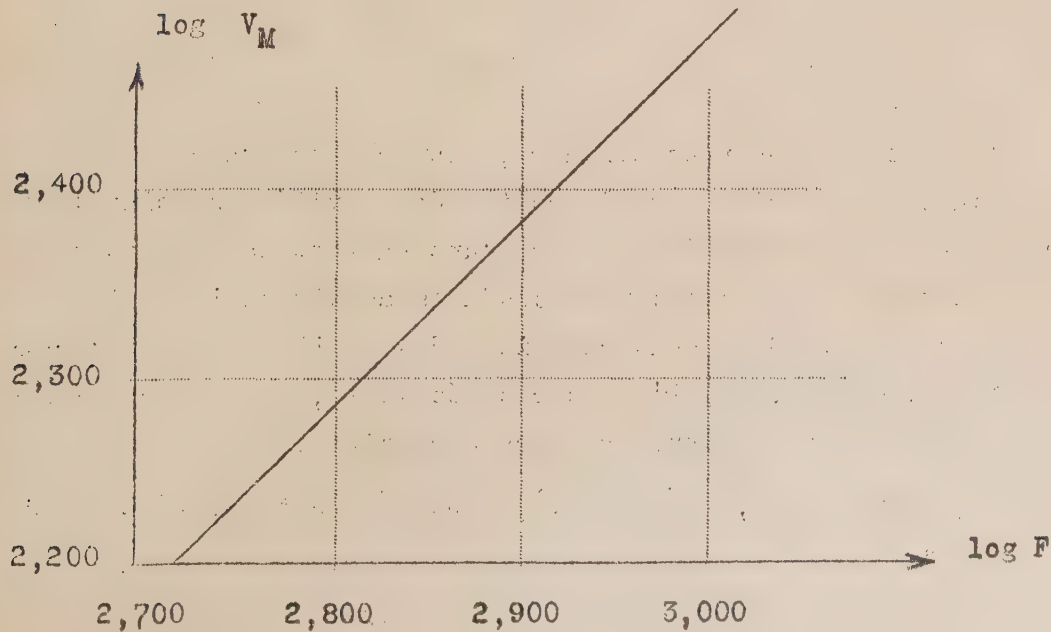
Il est, en outre, intéressant de construire la courbe reliant le logarithme de la vitesse à celui de la densité. Cette dernière, dans chaque tranche de 50 mbs, est calculée à partir de la température virtuelle, moyenne des températures des extrémités des tranches. On obtient le graphique suivant, où seule la partie rectiligne comprise entre les niveaux 925 et 875 mbs indique une croissance de la vitesse, suivant une puissance simple de la densité, ici voisine de $-3/2$. Au-delà de 875 millibars, la courbe forme un S caractéristique du changement de régime indiqué par Poncolet (1).

(voir schéma page suivante)



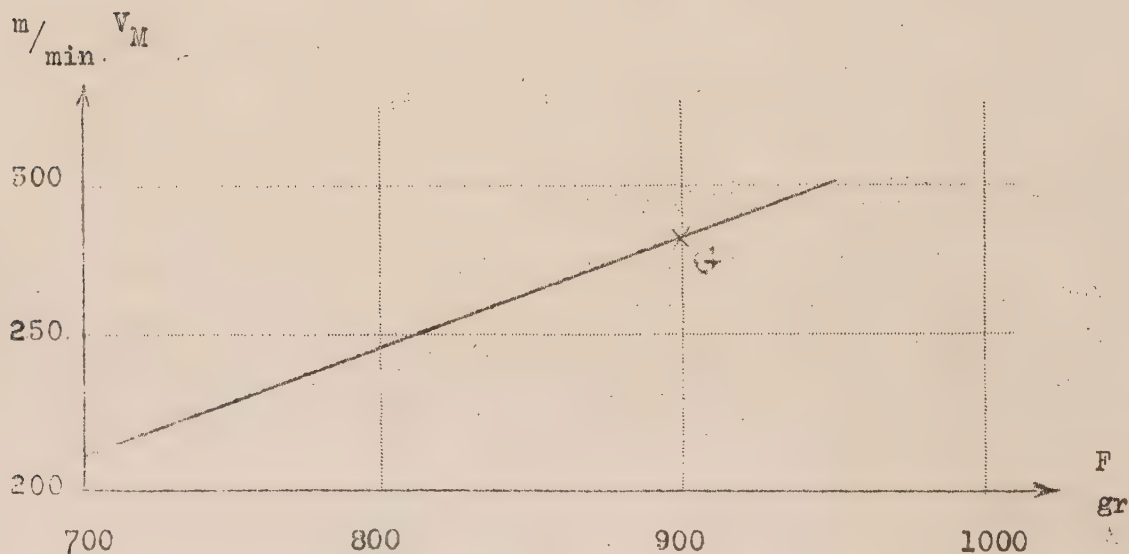
Calcul des vitesses théoriques -

Ce calcul se fera, d'une manière semblable à celle que nous avons employée pour les sondages allemands. Nous avons étudié, par voie statistique, la régression $V_M(F)$, V_M vitesses moyennes des sondages entre 950 et 400 millibars et F forces ascensionnelles.



La méthode des moindres carrés, appliquée à la nuée de points $(\log F, \log V_M)$, donne une droite d'ajustement passant par l'origine et le centre de gravité de ces points; sa pente est de l'ordre de 1.

Ceci montre que, pour de faibles écarts de F , les variations de V qui en résultent peuvent s'exprimer linéairement en fonction de F . Les ajustements, par la méthode des moindres carrés, des 3 nuées de points $V_I(F)$ (tranche 950-900 mbs), $V_M(F)$ (vitesses moyennes) $V_{10}(F)$ (tranche 500-450 mbs), se font par des droites passant par l'origine et de pentes respectives 0,30, 0,31 et 0,32. A titre d'exemple, nous donnons le diagramme $V_M(F)$:



La même méthode nous conduira, pour chaque tranche, à une droite passant par l'origine et le centre de gravité des points; ce dernier ayant pour coordonnées 900 gr d'une part et la vitesse représentant la moyenne de tous les radiosondages au niveau isobarique adopté d'autre part. Cela nous conduit à des droites de pentes comprises entre 0,28 et 0,33. D'après ces résultats, nous en concluons que pour de faibles variations de force ascensionnelle

$\Delta V \text{ (m/min)} = 0,3 \Delta F \text{ (gr.)}$, où ΔF est compté à partir de 900 grammes.

Nous nous servons de cette relation statistique pour calculer les vitesses théoriques des sondages, comme dans la série précédente. Pour les mêmes raisons, nous préférons l'usage de la deuxième méthode, éliminant la force ascensionnelle, en considérant comme sondage type le sondage représenté par la moyenne des 158 radio-sondages, dont nous avons déjà donné les résultats. Pour éliminer les erreurs accidentelles, nous ferons usage d'une formule d'adoucissement portant sur le calcul des vitesses ascensionnelles par tranches de 50 millibars. Cette formule souvent utilisée (1 - 41), qui permet d'obtenir une grande fidélité dans la représentation des variations vraies, auxquelles se superposent des variations accidentelles dues au hasard des erreurs est la suivante:

$$v_i' = \frac{1}{3} (v_{i-1} + v_i + v_{i+1})$$

C'est la différence entre ces valeurs adoucies et les valeurs théoriques aux différents niveaux isobariques adoptés qui constituera l'écart de vitesse ascensionnelle.

Pour mettre en relation ces écarts avec les situations météorologiques, nous serons amenés à considérer trois couches fondamentales dans tous les sondages : la 1ère entre 950 et 800 millibars, la 2ème entre 800 et 600 millibars, la 3ème entre 600 et 400 millibars. Les éléments météorologiques, qui leur seront reliés, seront étudiés respectivement sur les cartes au sol, les cartes à 700 et à 500 millibars. Dans chacune de ces couches fondamentales, nous déterminerons un écart moyen Σ , moyenne des écarts aux différents niveaux isobariques de 50 en 50 millibars compris dans cette couche, et un écart maximum S , différence entre la vitesse la plus forte et la vitesse la plus faible de la couche. Les deux écarts sont exprimés en m/min.

Le premier écart Σ est réparti dans les classes suivantes :

- (1) $\Sigma \leq -90$; (2) $-90 < \Sigma \leq -60$; (3) $-60 < \Sigma \leq -30$
 (4) $-30 < \Sigma < 30$; (5) $30 \leq \Sigma < 60$; (6) $60 \leq \Sigma < 90$
 (7) $\Sigma > 90$

Le deuxième écart est chiffré ainsi :

- (1) $0 \leq \delta < 20$; (2) $20 \leq \delta < 40$; (5) $40 \leq \delta < 60$
(4) $60 \leq \delta < 80$; (5) $80 \leq \delta < 100$; (6) $\delta \geq 100$.

Nous mettrons ces écarts en corrélation avec les différents éléments météorologiques, que nous avons exposés dans les préliminaires, susceptibles de produire des courants verticaux ou turbulents. Dans la recherche de ces éléments, ainsi que leur classement, nous nous sommes inspirés de travaux d'origines diverses. C'est ainsi que notre distinction entre situations baroclines et barotropes est basée d'après la définition d'Appell (42) déjà exposée, sur le déphasage des isohypses et des isothermes en altitude; de même les caractéristiques de ce que nous appelons régime d'Ouest sont ceux qu'utilise Victor P. Starr (43) pour qualifier les situations à haut indice (voir préliminaires). La classification des types de temps, ou plus exactement des régimes sur les cartes en altitude, est inspirée de celle d'un ouvrage récent de Queney (44), et celle des types de temps sur les cartes au sol, se rencontre en partie dans les cours de l'E.C.M.

Nous avons été amenés à étudier, en liaison avec chaque sondage, les points qui suivent, classés en vue de leur utilisation statistique.

Dans une première partie, que nous qualifierons de généralités, nous notons en premier le type de temps général, tenant compte à la fois des cartes au sol, en altitude et du temps relaté sur le compte-rendu quotidien d'observations. Nous ramenons ces types de temps à 5 en nous appuyant surtout sur les systèmes nuageux observés :

- 1) Marge (zone adjacente à une perturbation, nuages moyens).
- 2) Intervalle (ciel clair, avec ou sans Stratus temporaire, pressions généralement élevées).
- 3) Zone qualifiée "turbulence de basses couches" (Stratocumulus).
- 4) Corps (système dépressionnaire avec pluies).
- 5) Traîne (zone post-frontale, nuages de convection).

Nous notons ensuite le vent, vitesse et direction, à 1.000 mètres d'altitude, d'après les indications des sondages aux ballons pilotes exécutés aux mêmes heures que les radiosondages.

Pour terminer ces généralités, nous classons les visibilités observées, dans les douze heures qui encadrent chaque sondage, en 3 catégories :

- (0) Visibilité moyenne inférieure à 20 kilomètres.
- (1) Visibilité forte, moyenne de l'ordre de 20 à 50 Km.
- (2) Visibilité exceptionnelle, supérieure à 100 Km, continue ou intermittente.

Dans la première couche fondamentale, 950-800 mbs, nous examinerons en premier les types de temps, classés comme précédemment, mais en nous appuyant uniquement sur les nuages observés et la carte au sol, de façon à les mettre en corrélation avec les écarts relevés dans cette couche.

Nous notons ensuite les causes de divergence et de convergence de cette couche selon l'ordre suivant :

- (1) Divergence isallobarique (noyau de tendances en hausse supérieure à 1 millibar à Lyon au moment du sondage).
- (2) Anticyclone centré sur Lyon ou axe d'une dorsale passant par Lyon sur la carte au sol correspondant au sondage.
- (3) Dépression centrée sur Lyon ou axe d'un thalweg passant par Lyon sur la même carte.
- (4) Convergence isallobarique (noyau de tendances en baisse supérieure à 1 millibar sur Lyon).

Troisièmement, nous classerons les gradients de température moyens de cette 1ère couche fondamentale en :

- (1) $\gamma \leq 4^{\circ}/\text{km}$;
- (2) $4^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 6^{\circ}/\text{km}$;
- (0) $6^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 7^{\circ}/\text{km}$;
- (3) $7^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 9^{\circ}/\text{km}$;
- (4) $\gamma > 9^{\circ}/\text{km}$.

Dans la deuxième couche fondamentale 800-600 mbs, nous examinons de même les points suivants :

En premier, nous classerons les régimes de circulation suivant les cartes à 700 millibars en :

- (1) Régime anticyclonique.
- (2) Régime d'Ouest (situations à haut indice de circulation).
- (3) Régime dépressionnaire.
- (4) Régime de dépression européenne (dépression centrée en Europe Centrale).
- (5) Régime de dépression méditerranéenne.

Deuxièmement, nous classerons les effets de convergence à 700 millibars en :

(1) Divergence isallobarique (même condition que dans la 1ère couche fondamentale, nous nous appuyons sur une remarque de Richmond W. Longley (45) et de Brunt (46), pour penser que les mouvements verticaux de causes isallobariques s'étendent jusqu'à 3 kilomètres dans l'atmosphère).

- (2) Anticyclone centré sur Lyon ou dorsale axée sur Lyon sur la carte au sol à 700 mbs.
- (3) Effet de latitude. Courant de Nord.
- (4) Effet de latitude. Courant de Sud.
- (5) Dépression centrée sur Lyon ou thalweg axé sur Lyon sur la carte à 700 mbs.
- (6) Convergence isallobarique.

Troisièmement, nous classerons les causes de stabilité et d'instabilité de la couche en :

(1) Foehn par courants de vent de WSW et de SE que nous admettrons sensiblement parallèles aux isohypses à 700 mbs.

- (2) gradient moyen $\gamma \leq 4^\circ/\text{km}$;
- (3) $4^\circ/\text{km} < \gamma \leq 6^\circ/\text{km}$.
- (4) Barotropie (parallélisme des isohypses et des isothermes sur la carte à 700 millibars).
- (5) $6^\circ/\text{km} < \gamma \leq 7^\circ/\text{km}$

(5) Baroclinie (déphasage des isohypses et des isothermes sur la carte à 700 millibars).

(6) $7^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 9^{\circ}/\text{km}$.

(7) $\gamma > 9^{\circ}/\text{km}$.

Dans la troisième couche fondamentale 600-400 mbs, la carte à 500 millibars servira de base aux études suivantes :

- Régime de circulation avec un classement identique à celui adopté pour la couche précédente.

- Causes de convergence avec un classement identique à celui adopté pour la couche précédente mais en supprimant (1) et (6).

- Causes de stabilité et d'instabilité selon le classement :

(1) Föhn par courants de SE d'après les isohypses à 500 mbs.

(2) Gradient moyen $\gamma \leq 4^{\circ}/\text{km}$;

(3) $4^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 6^{\circ}/\text{km}$;

(4) Barotropie sur la carte à 500 mbs.

(5) $6^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 7^{\circ}/\text{km}$.

(6) Baroclinie sur la carte à 500 mbs.

(7) $7^{\circ}/\text{km} < \gamma \leq 8^{\circ}/\text{km}$.

(8) $\gamma > 8^{\circ}/\text{km}$.

(Cette dernière limite de $8^{\circ}/\text{km}$ a été adoptée à la place de $9^{\circ}/\text{km}$ par suite de la diminution dans les couches élevées du gradient adiabatique).

Résultat des corrélations -

Ayant pour but de caractériser l'intensité des liaisons entre les éléments météorologiques, que nous venons de préciser, et les écarts de vitesses aux différents niveaux, nous utiliserons la méthode du coefficient de Tschuprow (cf. début).

a) Corrélation entre les types de temps (caractère général) et les écarts de vitesses moyennes.

Ce dernier écart est déterminé à partir de la vitesse

moyenne de chaque sondage entre 950 et 400 mbs, que l'on compare à la vitesse théorique par application de la formule $\Delta V = 0,3 \Delta F$. Le tableau de contingence groupe 158 cas classés en 7 catégories de vitesses et 5 groupes de types de temps :

$$\chi^2 = 20,10 ; \varphi^2 = 0,127 ; T = 0,161$$

La corrélation est assez faible, les cases les plus importantes des δ_{ij} indiquent comme éléments les plus liés : écarts négatifs forts ≤ -90 m/min, et marge, écarts négatifs moyens (de -60 à -30 m/min) et zone de turbulence. Si nous testons par le χ^2 , on a $P = 0,50$, ce qui permet de penser à l'indépendance des caractères. Ce résultat pouvant provenir de l'incertitude sur la loi, ramenant les vitesses à la même force ascensionnelle, nous utiliserons de préférence à l'avenir la deuxième méthode de calcul des écarts de vitesses.

b) Corrélation entre les visibilitées et les écarts de vitesses moyennes.

Il s'agit des mêmes écarts qu'au paragraphe a).

Le tableau de contingence groupe 158 cas en 7 écarts de vitesses et 3 classes de visibilité.

$$\chi^2 = 27,19 ; \varphi^2 = 0,172 ; T = 0,228.$$

La corrélation est encore faible, la même remarque s'applique au sujet du calcul des écarts de vitesses. Sur le tableau des δ_{ij} les cases les plus responsables de la corrélation sont : visibilité forte (20/50 Km) et écarts importants négatifs et positifs ((2) et (6) puis visibilité exceptionnelle et écarts négatifs très forts (≤ -90 m/min). On peut en conclure que les vitesses ascensionnelles sont faibles par visibilitées exceptionnelles, qui correspondent aux fortes stabilitées atmosphériques, et probablement à d'importants mouvements de subsidence. La liaison avec les fortes visibilitées d'écarts positifs importants peut se rapprocher du fait que l'on observe souvent des visibilitées de cet ordre (20/50 km) dans les temps de traîne, suivant les perturbations et accompagnés de phénomènes

de convection. Le test du χ^2 indique $P < 0,01$, c'est-à-dire que les caractères ne sont certainement pas indépendants.

c) Corrélation entre le vent à 1.000 mètres et l'écart de vitesse à la même altitude. Moltchanoff (3) a tenté d'expliquer les divergences entre les vitesses théoriques et les vitesses effectivement observées en atmosphère libre par une formule reliant la vitesse ascensionnelle du ballon à celle du vent en altitude. Nous avons essayé de retrouver ses résultats : augmentation de la vitesse ascensionnelle en fonction du vent en altitude. Nous considérons pour cela le vent à 1.000 mètres d'après les sondages par ballons pilotes, effectués aux mêmes heures que les radiosondages.

1/- Vitesse du vent. Nous avons classé les vents en :

- (1) vent faible 0 à 20 km/h; (2) vent moyen 20 à 40 km/h
- (3) vent fort 40 à 60 km/h; (4) vent violent > 60 km/h.

Les écarts de vitesses correspondants sont ceux de la tranche 900-850 mbs, calculés d'après la méthode éliminant la force ascensionnelle, et classés suivant les mêmes principes que l'écart moyen d'une couche fondamentale. On trouve $\chi^2 = 10,13$ pour 140 épreuves $\varphi^2 = 0,072$ et $T = 0,130$. Corrélation très faible. En examinant le tableau des ξ_{ij} , on s'aperçoit que les seules cases non voisines de l'indépendance groupent les vents forts et les écarts négatifs compris entre -30 et -60 m/min, d'une part, ainsi que les écarts positifs entre 60 et 90 m/min, d'autre part. Tenant compte de ce que l'on ne possède pas de cas de vent violent, on peut conclure que les écarts de vitesse augmentent avec la vitesse du vent, ou, ce qui revient au même, que plus la vitesse du vent est forte, plus la turbulence est importante, mais que, par contre, on ne retrouve pas les résultats de Moltchanoff concernant l'augmentation de la vitesse ascensionnelle avec le vent.

Si nous testons par le χ^2 , nous trouvons $P > 0,90$, ce qui permet d'affirmer que pratiquement les caractères sont indépendants.

2/- Direction du vent. Nous avons classé la direction du vent à 1.000 mètres en 8 catégories (rose de 8), plus une cotée 0 pour les vents calmes. Les écarts de vitesses restent les mêmes. On a $\chi^2 = 46,32$ pour 140 cas $\varphi^2 = 0,331$ et $T = 0,226$. Il y a donc une certaine dépendance entre les écarts de vitesses et la direction du vent. Les cases les plus responsables de cette corrélation groupent dans le tableau des δ_{ij} la direction S-E et les écarts ≤ -90 m/min, avec comme explication possible un effet de Foehn dû à la traversée par le vent du massif alpin, puis la direction S-W et les écarts compris entre 60 et 80 m/min, ce qui doit correspondre au fait que le vent de S-W est précurseur d'une perturbation donc plus turbulent. Par le test du χ^2 , on trouve $P < 0,05$, ce qui montre que les caractères ne sont certainement pas indépendants.

Les corrélations précédentes concernant les généralités des éléments météorologiques. Nous examinons maintenant chacune des trois tranches fondamentales en détail. Les écarts de vitesses sont toujours calculés par la méthode d'élimination de la force ascensionnelle. Les principes de classement en ont déjà été exposés.

A/- Première Tranche (950-800 millibars) -

1) Corrélation entre les types de temps et les écarts moyens 157 cas. $\chi^2 = 9,26$; $\varphi^2 = 0,059$; $T = 0,110$. Corrélation très faible sans point marquant dans le tableau des δ_{ij} . Le test du χ^2 indique $P > 0,95$, donc des caractères pratiquement indépendants.

2) Corrélation entre les types de temps et les écarts maxima. 157 cas. $\chi^2 = 12,79$; $\varphi^2 = 0,081$; $T = 0,134$. Corrélation très faible sans point remarquable dans le tableau des δ_{ij} . Le test en χ^2 indique $P > 0,75$, soit une indépendance vraisemblable des caractères.

3) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de convergence-divergence. 48 cas classés $\chi^2 = 5,59$; $\varphi^2 = 0,116$; $T = 0,16$. Corrélation faible, sans case remarquable dans le tableau des δ_{ij} . Le test en χ^2 indique $P > 0,95$ donc l'indépendance vraisem-

blable des caractères.

4) Corrélation entre les écarts maxima et les causes de convergence-divergence. 48 cas. $\chi^2 = 6,54$; $\varphi^2 = 0,136$; $T = 0,187$. Corrélation faible, sans élément remarquable dans le tableau des δ_{ij} . Le test en χ^2 indique $P > 0,90$, soit une indépendance probable des caractères.

5) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de stabilité-instabilité. 157 cas; $\chi^2 = 13,33$; $\varphi^2 = 0,085$; $T = 0,130$. Corrélation faible, dont le seul élément important dans le tableau des δ_{ij} groupe le gradient moyen, 6 à 7°/km, et les écarts de vitesses faibles compris entre -30 et +30 m/min. Le test en χ^2 indique $P > 0,90$, donc l'indépendance vraisemblable des caractères.

6) Corrélation entre les écarts maxima et les causes de stabilité-instabilité. 157 cas; $\chi^2 = 17,87$; $\varphi^2 = 0,114$; $T = 0,161$. Corrélation faible, dont les éléments marquants du tableau des δ_{ij} groupent les gradients compris entre 4 et 6°/km, avec les écarts compris entre 40 et 80 m/min, le gradient moyen, entre 6 et 7°/km, avec les écarts compris entre 40 et 60 m/min et les gradients compris entre 7 et 9°/km avec les écarts entre 60 et 80 m/min. Tenant compte de ce que nous n'avons pas de gradients $>$ à 9°/km, on serait tenté de conclure que l'écart maximum croît avec le gradient. Néanmoins le test en χ^2 où P est $\neq 0,5$ ne nous permet pas de l'affirmer avec certitude.

B/- Deuxième tranche 800-600 millibars

1) Corrélation entre les régimes de circulation et les écarts moyens. 149 cas. $\chi^2 = 16,50$; $\varphi^2 = 0,111$; $T = 0,151$. Corrélation très faible dont les points les plus importants sur le tableau des δ_{ij} groupent les forts écarts positifs 60 à 90 m/min avec le régime d'Ouest. Ce résultat est en accord avec celui que nous avons trouvé dans la corrélation avec la direction du vent à 1.000 mètres. Le test en χ^2 donne $P > 0,75$, et on peut conclure à une indépendance vraisemblable des caractères.

2) Corrélation entre les régimes de circulation et les écarts maxima. 149 cas. $\chi^2 = 33,20$; $\varphi^2 = 0,223$; $T = 0,224$. La corrélation est plus importante que les précédentes. Les points principaux du tableau des δ_{ij} sont constitués par la liaison entre le régime d'Ouest et les écarts forts compris entre 40 et 100 m/min, puis celle entre le régime dépressionnaire avec les écarts forts > 60 m/min. Ces liaisons peuvent s'expliquer par la présence de nuages importants, moyens et à développement vertical, causant, dans certains cas, le givrage des ballons. Le test en χ^2 donne $P < 0,05$ et montre la dépendance des caractères.

3) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de convergence-divergence. 70 cas examinés $\chi^2 = 12,65$; $\varphi^2 = 0,035$; $T = 0,182$. Corrélation faible sans point remarquable dans le tableau des δ_{ij} . Le test en χ^2 indique $P > 0,95$, soit une indépendance vraisemblable des caractères.

4) Corrélation entre les écarts maxima et les causes de convergence-divergence. 70 cas. $\chi^2 = 21,23$; $\varphi^2 = 0,304$; $T = 0,247$. Corrélation plus importante que la précédente. Les points importants du tableau des δ_{ij} sont les liaisons entre l'effet de latitude du courant de Nord et des écarts forts 80 à 100 m/min puis entre l'effet de convergence dépressionnaire sur Lyon et les écarts faibles < 20 m/min ainsi que les écarts de 60 à 80 m/min. On retrouve une liaison déjà vue, à propos des régimes météorologiques. Néanmoins le test du χ^2 , où P est $> 0,5$, paraît indiquer une indépendance vraisemblable des caractères.

5) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de stabilité-instabilité. 285 cas examinés (chiffre dû à la présence dans chaque situation de plusieurs classes d'éléments). $\chi^2 = 23,77$; $\varphi^2 = 0,094$; $T = 0,122$. Corrélation faible dont les principaux éléments sur le tableau des δ_{ij} sont constitués par les liaisons entre les gradients compris entre 4 et 62/km et les écarts négatifs de -50 à -60 m/min, ainsi qu'entre la baroclinie et les vitesses fortes (écarts entre 30 et 60 m/min). Ce dernier résultat est sem-

blable à celui obtenu pour les régimes d'W, le déphasage entre isohypses et isothermes ayant surtout lieu dans ce cas. Le test du χ^2 indique cependant $P > 0,5$, donc l'indépendance vraisemblable des caractères.

6) Corrélation entre les causes de stabilité-instabilité et les écarts maxima. 285 cas. $\chi^2 = 21,25$; $\eta^2 = 0,075$; $T = 0,114$. Très faible corrélation sans point remarquable dans le tableau des δ_{ij} . Le test du χ^2 , où P est $> 0,75$, permet de conclure à l'indépendance vraisemblable des caractères.

C/- Troisième tranche 600-400 millibars -

1) Corrélation entre les régimes de circulation et les écarts moyens. 147 cas examinés. $\chi^2 = 21,94$; $\eta^2 = 0,149$; $T = 0,178$. Corrélation assez faible, dont le principal élément est constitué, dans le tableau des δ_{ij} , par la liaison entre le régime de dépression européenne et les faibles vitesses (écarts compris entre -30 et -90 m/min). Cette faiblesse pourrait s'expliquer par une stabilité du courant de N à N-E de ces situations. Néanmoins le test en χ^2 donne $P > 0,5$ et permet de conclure à l'indépendance vraisemblable des caractères.

2) Corrélation entre les régimes de circulation et les écarts maxima. 147 cas ; $\chi^2 = 23,41$; $\eta^2 = 0,159$; $T = 0,190$; Corrélation faible, dont les éléments principaux du tableau des δ_{ij} sont les cases groupant les régimes de dépressions méditerranéennes avec les écarts forts entre 60 et 80 m/min ainsi que les régimes dépressionnaires avec les écarts très forts > 100 m/min. Le test en χ^2 où P est $\neq 0,25$ ne permet pas cependant de conclure à l'existence réelle de ces liaisons.

3) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de convergence-divergence. 36 cas examinés ; $\chi^2 = 0,54$; $\eta^2 = 0,015$; $T = 0,055$. Corrélation pratiquement nulle, le test en χ^2 donnant $P > 0,95$; on peut en conclure à l'indépendance des caractères, malgré le nombre peu important de cas examinés.

4) Corrélation entre les écarts maxima et les causes de convergence-divergence. 36 cas; $\chi^2 = 16,34$; $\varphi^2 = 0,454$; $T = 0,342$. Corrélation plus importante que d'ordinaire, mais n'englobant toutefois qu'un faible nombre de cas. Elle est surtout constituée par la liaison entre les cas de dépressions centrées sur Lyon et les écarts très forts > 100 m/min. On retrouve ainsi le résultat déjà vu à propos des régimes météorologiques. Le test en χ^2 donne $P > 0,25$ et ne permet pas de conclure à la dépendance des caractères comme semble l'indiquer la valeur de T .

5) Corrélation entre les écarts moyens et les causes de stabilité-instabilité. 272 cas examinés. $\chi^2 = 23,93$; $\varphi^2 = 0,088$; $T = 0,118$. Corrélation faible, dont les deux éléments dominants sont les liaisons entre les gradients très forts > 82 /km avec les vitesses faibles (écarts compris entre -60 et -90 m/min), puis entre les gradients faibles compris entre 4 et 62 /km et les vitesses fortes (écarts entre 60 et 90 m/min). Nous verrons ultérieurement l'accord de ces résultats avec ceux de l'étude des structures thermiques plus fines. Le test en χ^2 où $P > 0,5$ montre l'indépendance vraisemblable des caractères.

6) Corrélation entre les écarts maxima et les causes d'instabilité. 272 cas examinés. $\chi^2 = 16,45$; $\varphi^2 = 0,061$; $T = 0,100$. Corrélation très faible sans élément marquant. Le test en χ^2 donne $P > 0,90$, et indique l'indépendance vraisemblable des caractères.

Conclusion -

De toutes les corrélations qui viennent d'être étudiées, trois seulement méritent d'être retenues.

1) La dépendance entre les visibilitées et les écarts de vitesses moyennes : par visibilitées exceptionnelles la vitesse ascensionnelle reste faible. Cette corrélation peut s'expliquer par la stabilité de l'atmosphère liée à ces visibilitées : celles-ci s'observent généralement à l'avant d'une perturbation. C'est ainsi que de Lyon lorsqu'on aperçoit le Mont Blanc, distant de 150 kilomètres, un

dicton veut qu'il pleuve dans les 48 heures à venir. Il trouve sa justification dans le passage du front froid de la perturbation. La faiblesse des vitesses ascensionnelles, à l'avant d'une perturbation, verrait son origine dans le mouvement général de subsidence que l'on remarque dans les marges préfrontales lointaines.

2) La dépendance entre la direction du vent et l'écart de vitesse à 1.000 mètres : le vent de S-E est lié à des vitesses faibles, probablement dues à un effet de Föhn; le vent de S-W correspond à des vitesses fortes, probablement liées à l'arrivée d'une perturbation.

3) La dépendance entre les régimes de circulation des couches moyennes, et les écarts maxima de ces tranches : le régime d'W est caractéristique d'écarts forts, liés sans doute à des nuages moyens ou à développement vertical.

Il apparaît donc, sur ces 3 liaisons mises en évidence, que les écarts de vitesses ascensionnelles sont plutôt liés à des effets de turbulence qu'aux causes de courants verticaux, convergence par exemple. Il nous reste à examiner la liaison entre les écarts de vitesse et les structures thermiques favorables à la turbulence.

Etude des structures thermiques des tranches de 50 millibars -

Le calcul des écarts de vitesses ascensionnelles reste le même, avec utilisation de la formule d'adoucissement à 3 termes.

a) Tranches de 50 millibars à vitesses exceptionnelles -

Tenant compte des résultats de l'étude des sondages allemands, nous examinons directement la structure thermique d'encadrement des tranches de 50 millibars, dans lesquelles la vitesse ascensionnelle présente vis à vis de la vitesse théorique un écart important, supérieur en valeur absolue à 50 m/min. La première variable X_1 est le gradient moyen de la tranche ou des tranches successives, dans lesquelles se prolonge l'écart de vitesse en question; X_2 est la différence entre le gradient précédant X_1 et X_1 lui-même, x_3 est la

différence entre le gradient précédé par X_1 et X_1 lui-même. Les gradients sont exprimés en dg/km. Nous avons relevé 64 cas.

$$\begin{aligned} M(X_1) &= 5 & \sigma_{X_1} &= 2,7 & ; & M(X_2) &= 0 & \sigma_{X_2} &= 3,8 & ; \\ M(X_3) &= 0 & \sigma_{X_3} &= 3 \end{aligned}$$

$$r_{12} = -0,64 \quad r_{13} = -0,80 \quad r_{23} = 0,47$$

$$a_1 = -0,27 \quad b_1 = -0,66 \quad a_2 = -0,56 \quad a_3 = -0,78$$

d'où les coefficients de corrélation partielle $R_{12} = -0,39$ $R_{13} = -0$ avec une valeur significative de 0,32. Il s'agit donc de corrélations réelles.

L'équation de régression s'écrit $X_1 - 7 = -0,2 X_2 - 0,7 X_3$. Le coefficient de corrélation multiple est $R = 0,83$ avec pour valeur significative 0,38.

b) Tranches de 50 millibars à vitesses normales.

On étudie, dans ce paragraphe, par une voie statistique analogue à celle qui vient d'être adoptée en a) la structure thermique normale d'encadrement des tranches de 50 millibars, en utilisant 20 radiosondages tirés au sort parmi ceux qui ne présentent pas de vitesses exceptionnelles.

$$\begin{aligned} \text{Sur 178 cas, on trouve } M(X_1) &= 7 & \sigma_{X_1} &= 2,4 & ; \\ M(X_2) &= 0 & \sigma_{X_2} &= 3,04 & ; & M(X_3) &= 0 & \sigma_{X_3} &= 2,8 & ; \end{aligned}$$

$$r_{12} = -0,51 \quad r_{13} = -0,63 \quad r_{23} = 0,31$$

$$a_1 = -0,33 \quad b_1 = -0,50 \quad a_2 = -0,47 \quad a_3 = -0,60,$$

d'où les coefficients de corrélation partielle :

$$R_{12} = -0,40 \quad R_{13} = -0,55 \quad \text{avec une valeur significative}$$

$< 0,25$, donc corrélation réelle. L'équation de régression s'écrit $X_1 - 7 = -0,3 X_2 - 0,4 X_3$ avec pour coefficient de corrélation multiple $R = 0,68$ pour une valeur significative $< 0,22$.

c) Conclusion - Interprétons les résultats précédents.

La comparaison des moyennes montre que les couches à vitesses exceptionnelles sont dotées d'un gradient un peu plus faible que les couches à vitesses normales, et précédé d'un gradient également plus faible, mais surmonté d'un gradient plus fort. Ces différences se retrouvent dans les équations de régression :

Si dans la première, $X_1 - 7 = - 0,2 X_2 - 0,7 X_3$, on donne à X_1 une valeur voisine de sa moyenne, 5, puis à X_2 une valeur voisine de 0, on doit avoir X_3 important. Si dans la deuxième, $X_1 - 7 = - 0,5 X_2 - 0,4 X_3$, on applique la même méthode, le 1er membre reste faible et X_2, X_3 restent voisins de 0.

La séparation des structures thermiques des couches d'épaisseurs ≥ 50 mbs à vitesses exceptionnelles et à vitesses normales s'établit ainsi par simple comparaison des gradients.

Nous allons compléter ces résultats par un examen plus détaillé des changements de gradients.

Etude détaillée des principaux changements de gradients de température -

Nous avons recherché, sur les abaques de dépouillement des radiosondages, les changements les plus importants des gradients de température, sans distinction d'épaisseur des couches. La comparaison des valeurs correspondantes des variables indiquées nous conduit aux conclusions suivantes :

1) Si l'on fait exception des couches nuageuses, où l'humidité atteint 100 %, les variations de cette variable ne semblent pas en relation avec les écarts de vitesses ascensionnelles :

a) dans certains cas, les écarts de vitesses restent faibles alors que l'humidité varie beaucoup ou inversement, ainsi que le montrent les deux exemples suivants des sondages du 23 juin 1947 et du 25 Août 1947.

Pmbs	E m/min	U %
770	+ 50	72
747	+ 30	66
710	0	46
692	0	38
675	0	30

Pmbs	E m/min	U %
947	0	80
923	+ 170	80
870	+ 220	75
850	+ 100	75
830	+ 40	75

Les écarts de vitesse E sont toujours calculés en utilisant la formule d'adoucissement à 3 termes comme dans tous les calculs suivants.

b) Un exemple type d'écarts positifs très forts avec baisse d'humidité marquée est celui du 17 Juin 1947 (des cas inverses existent aussi).

Pmbs	810	776	737	688
E m/min	+90	+110	+90	+80
U %	56	28	26	32

Ces exemples confirment une fois de plus les idées de Poncelet (1) : les écarts de vitesses ainsi observés ne peuvent être dus à des courants verticaux ascendants ou descendants, qui formeraient ou détruiraient des masses nuageuses et seraient indiqués par des discontinuités importantes dans l'humidité, en hausse pour des courants ascendants, en baisse pour les subsidences.

c) Dans les masses nuageuses où $U = 100\%$, on observe de fortes variations de vitesses, qui ne présentent pas avec les changements de gradients les relations que nous avons mises en évidence à propos des couches de 50 mbs, et que nous retrouverons ultérieurement. Nous mettrons à part ces cas peu nombreux, 4, qui ne présentent pas un intérêt statistique.

2) Confirmant le résultat de la corrélation totale entre les écarts de vitesses et les gradients faites sur les sondages allemands,

l'exemple suivant est typique du fait que la vitesse ascensionnelle

$\nabla d^{\circ}/\text{km}$	E m/min
0	-10
3	-10
9	-30

n'augmente pas toujours avec le gradient.

Il est extrait du sondage du 4 Août 1947.

3) Les changements importants de gradients, que l'on a examinés, sont partagés en deux catégories : ceux où les écarts de vitesses dépassent en valeur absolue 50 m/min, et ceux où ils restent inférieurs à cette valeur. Nous réunirons les calculs détaillés par une méthode statistique analogue à celle utilisée pour les couches de 50 mbs, en groupant tous les gradients qui ne diffèrent pas plus d'un d°/km .

Un premier examen d'ensemble montre que les changements de gradients, accompagnés de vitesses exceptionnelles, sont constitués par un gradient faible, précédé également d'un gradient faible et précédant un gradient fort, alors que les autres changements de gradients comportent un gradient quelconque, précédé généralement d'un gradient plus fort et surmonté d'un gradient quelconque.

a) Changements de gradients à vitesses exceptionnelles -

50 cas étudiés. $M(X_1) = 2$; $M(X_2) = -2$; $M(X_3) = 3$

$$\bar{G}_{X_1} = 2,9 ; \quad \bar{G}_{X_2} = 5,8 ; \quad \bar{G}_{X_3} = 3,7$$

$$r_{12} = -0,57 ; \quad r_{13} = -0,58 ; \quad r_{23} = 0,47$$

$$a_1 = b_1 = -0,4 ; \quad a_2 = -0,5 ; \quad a_3 = -0,5.$$

On tire les coefficients de corrélation partielle :

$$R_{12} = R_{13} = -0,45 \quad \text{avec une valeur significative de } 0,37.$$

Les corrélations sont donc réelles. L'équation de régression s'écrit

$$X_1 - 2,5 = -0,2 X_2 - 0,3 X_3 \quad \text{avec un coefficient de corrélation}$$

multiple $R = 0,68$ pour une valeur significative de 0,45.

b) Changements de gradients sans vitesses exceptionnelles -

39 cas examinés $M(X_1) = 0$; $M(X_2) = 5$; $M(X_3) = 4$;

$$\bar{G}_{X_1} = 3,2 \ ; \ \bar{G}_{X_2} = 5,4 \ ; \ \bar{G}_{X_3} = 3,5$$

$$r_{12} = -0,57 \ ; \ r_{13} = -0,59 \ ; \ r_{23} = 0,30$$

$$a_1 = b_1 = -0,45 \ ; \ a_2 = -0,62 \ ; \ a_3 = -0,62.$$

Les coefficients de corrélation partielle ont pour valeur :
 $R_{12} = R_{13} = -0,53$ avec comme valeur significative 0,41.

L'équation de régression s'écrit : $X_1 - 3 = -0,3 X_2 - 0,4 X_3$,
avec pour coefficient de corrélation multiple $R = 0,73$ pour une
valeur significative de 0,48.

c) Conclusion -

La comparaison entre les moyennes des deux séries précédentes montrent que les changements de gradients à vitesses exceptionnelles présentent généralement une structure thermique, où le gradient intermédiaire est un peu plus fort que dans les changements de gradients sans écarts importants de vitesses, mais surtout qu'il est précédé d'un gradient nettement inférieur et suivi d'un gradient pratiquement aussi fort. La valeur du gradient inférieur semble donc partager les deux cas. Ces résultats se retrouvent dans la comparaison des équations de régression en donnant aux variables des valeurs proches de leurs moyennes.

Conclusions des calculs statistiques -

Les résultats précédents, concernant les corrélations entre les écarts de vitesses calculés et les éléments météorologiques, d'une part, puis entre ces écarts et les structures thermiques atmosphériques, qui les accompagnent, d'autre part, montrent que les causes principales de variations de vitesses ascensionnelles des ballons ne sont pas des courants verticaux, mais les réactions de la structure mécanique de l'air traversé sur la résistance spécifique des ballons.

L'adhésion des tourbillons de Von Karman diffère avec le degré de turbulence de l'air traversé, et nous avons mis en évidence des structures thermiques caractéristiques de fortes variations de vitesses, donc d'états turbulents importants. Tenant compte des relations entre écarts de vitesses et éléments météorologiques, ces structures particulières doivent surtout s'observer par régimes d'Ouest.

IV/- DEUXIEME SERIE DES RADIOSONDAGES EXECUTES à BRON en 1947-48

Cette étude, qui servira de contrôle aux résultats du chapitre précédent, concerne une série de 56 radiosondages, exécutés à Bron entre le 1er Décembre 1947 et le 31 Janvier 1948, au moyen de ballons américains. Les procédés de fabrication de ces ballons sont différents de ceux des ballons français, utilisés dans la série précédente. Nous pourrons ainsi rechercher si les principaux résultats sont indépendants de la fabrication des ballons, les caractéristiques restant toutefois sensiblement voisines.

Les mesures et les calculs sont identiques à ceux de la première série; mais, en raison du faible nombre de radiosondages, les calculs de corrélation seront limités aux principaux points déjà mis en évidence.

Résultats statistiques moyens.

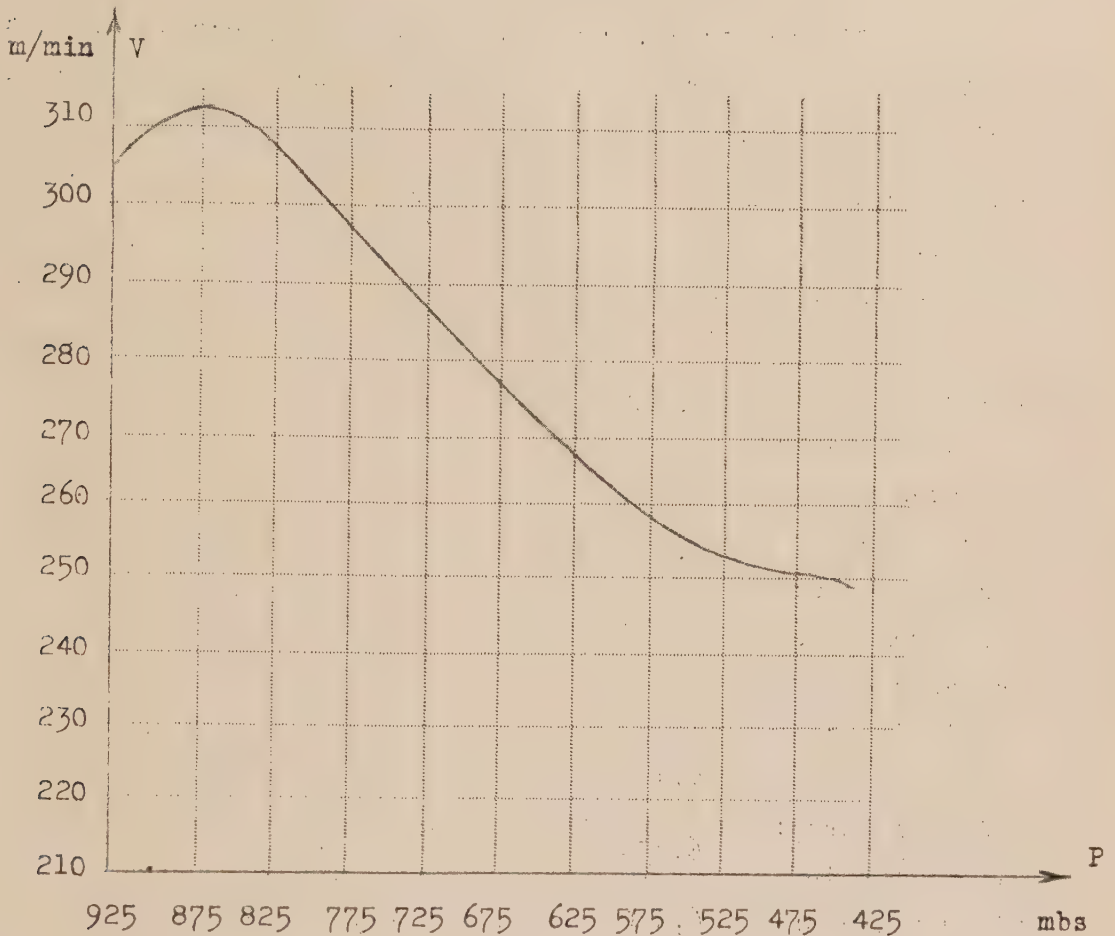
Rassemblant les calculs exécutés sur les 56 sondages en une moyenne unique à chaque niveau isobarique de 50 en 50 millibars nous obtenons le tableau suivant :

Tranches	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$V^m/\text{min.}$	306	312	308	298	286	276	267	259	254	252	252
V/V_M	1,09	1,11	1,10	1,07	1,02	0,99	0,95	0,92	0,91	0,90	0,90

La vitesse moyenne, qui nous a servi à calculer le dernier rapport, est de 280 m/min. La force ascensionnelle moyenne a pour valeur 870 grammes.

.../...

Ces résultats se traduisent par le graphique suivant :



Ce diagramme, représentant les variations de la vitesse ascensionnelle en altitude, montre que les ballons américains utilisés ne suivent pas non plus la loi théorique d'Hergesell (2). Nous sommes donc amenés à calculer le nombre de Reynolds à différents niveaux. Les calculs sont exactement semblables à ceux de la série précédente, et nous donnent en prenant pour diamètre moyen initial des ballons américains 1,60 mètre (au lieu de 1,80 m. pour les ballons français dont la section était généralement plus large) :

1^{re}) A 925 millibars (1^{ère} tranche) $R = 5,4 \times 10^5$

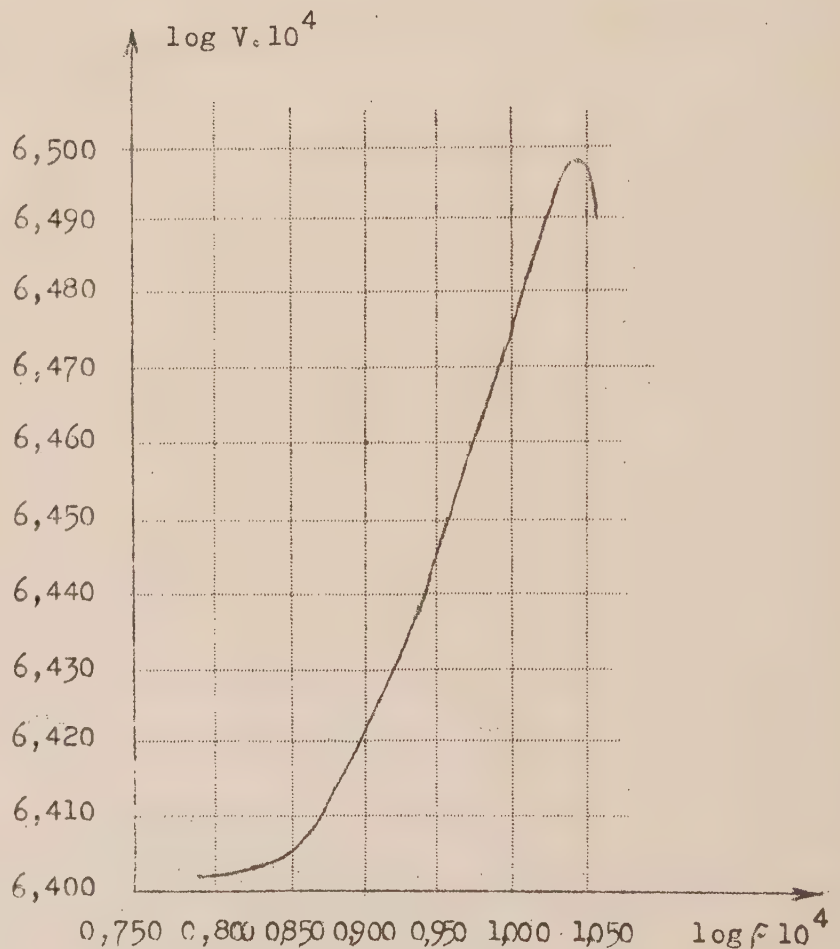
2^e) A 875 millibars (point de vitesse maxima) $R = 5,6 \times 10^5$

3^e) A 425 millibars (dernière tranche) $R = 3,35 \times 10^5$

On se trouve donc, au-dessus de 850 millibars, dans le domaine critique $2.10^5 < R < 5.10^5$.

Si l'on trace, comme dans la série précédente, la courbe $\log V$ ($\log \rho$), on trouve des résultats concordants avec ceux de la série précédente :

Une première partie rectiligne de pente -1,6 (en adoptant des échelles identiques pour les axes de coordonnées) correspond aux deux premières tranches de 50 millibars (entre 950 et 850 millibars); elle est suivie d'une courbe en S dont la courbure est plus accentuée que dans le cas de la première



série, tout en conservant l'allure générale. Les conclusions de Poncelet (1) concernant le changement de régime de résistance spécifique des ballons dans le domaine $2.10^5 < R < 5.10^5$ se trouve, par là même, encore confirmé.

Nous considérons comme sondage type le sondage représenté par la moyenne des 56 radio-sondages, et nous avons calculé les

écarts de vitesses au moyen de la méthode éliminant la force ascensionnelle, en utilisant les rapports V/V_M du tableau des résultats moyens. Nous cherchons maintenant les corrélations entre ces écarts de vitesses et les éléments météorologiques suivant les principes utilisés dans la série précédente.

Résultat des corrélations.

Nous avons pour but de vérifier, sur cette nouvelle série de radiosondages, les corrélations mises en évidence au chapitre précédent. Parmi ces dernières nous sommes contraints d'éliminer celle qui concerne la visibilité moyenne, par suite de la faiblesse du nombre de cas de visibilités exceptionnelles (un seul dans la période considérée), et de l'incertitude sur la loi ramenant les vitesses à une même force ascensionnelle.

Nous nous sommes donc limités à retrouver les corrélations suivantes :

a) entre les directions du vent à 1000 mètres et les écarts de vitesses à cette altitude,

b) entre les régimes de circulation des couches moyennes 800-600 millibars et les écarts maxima correspondants.

La méthode employée est toujours celle du coefficient de Tschuprow. Les notations et les classes d'éléments restent les mêmes que dans la série précédente.

Corrélation a/ - Le tableau de contingence groupe 26 cas (certains jours par suite du brouillard les sondages de vent à 6 heures du matin n'ont pu être faits, ce qui réduit considérablement le nombre d'épreuves). On a $\chi^2 = 15,14$; $\eta^2 = 0,584$; $T = 0,290$.

Le coefficient T est assez important, mais il est difficile d'en tirer parti, en raison du faible nombre de cas. Le tableau des δ_{ij} ne révèle aucun élément important. Le test en χ^2 donne $P > 0,90$, et on serait tenté de conclure à l'indépendance des caractères si, en raison de la faiblesse du nombre de cas, nous ne

nous trouvions pas dans les conditions, où l'application du test n'est pas certaine.

Corrélation b/- Le tableau de contingence groupe 47 cas étudiés. $\chi^2 = 15,08$; $\varphi^2 = 0,321$; $T = 0,268$;

Le test en χ^2 donne $P = 0,75$ et on peut penser à l'indépendance des caractères, malgré le faible nombre des cas étudiés. On remarque néanmoins, dans le tableau des δ_{ij} , comme case la plus éloignée de l'indépendance, celle qui réunit régimes dépressionnaires et écarts forts > 60 m/min, caractéristique d'une corrélation déjà établie dans la série précédente.

En conclusion, on peut dire que la nouvelle série n'est pas contradictoire avec les corrélations établies dans le chapitre précédent, concernant les éléments météorologiques, mais que le faible nombre de cas, dont elle est constituée, ne nous permet pas d'obtenir des résultats certains. Il nous reste à étudier les liaisons entre les écarts de vitesses et les dispositions thermiques.

Structures thermiques des tranches de 50 millibars.

Les calculs de corrélation partielle sont exactement semblables à ceux du chapitre précédent (Chapitre III). Les notations restent les mêmes ainsi que les conditions partageant les tranches à vitesses exceptionnelles et celles à vitesses normales.

a) Tranches de 50 millibars à vitesses exceptionnelles :
30 cas $M(X_1) = 5$ $M(X_2) = -2$ $M(X_3) = 1$ $\bar{G}_{X_1} = 2,60$

$\bar{G}_{X_2} = 3,02$ $\bar{G}_{X_3} = 3,19$.

$r_{12} = -0,06$ $r_{13} = -0,69$ $r_{23} = 0,10$

$a_1 = 0,01$ $b_1 = -0,70$ $a_2 = 0,01$ $a_3 = -0,70$

d'où les coefficients de corrélation partielle :

$R_{12} = -0,01$ $R_{13} = -0,70$ avec une valeur significative de 0,38. La deuxième corrélation seule est réelle.

L'équation de régression s'écrit : $X_1 - 5,6 = \frac{X_2}{100} - 0,60X_3$

avec un coefficient de corrélation multiple $R = 0,67$ de valeur significative 0,54.

b) Tranches de 50 millibars à vitesses normales : les corrélations de cette catégorie ont été étudiées au moyen de 12 radiosondages, dont les tranches de 50 millibars ne comportent pas d'écarts de vitesses importants.

Sur 102 cas étudiés $M(X_1) = 6$ $M(X_2) = 0$ $M(X_3) = 0$

$$\bar{G}_{X_1} = 2,43 \quad \bar{G}_{X_2} = 3,60 \quad \bar{G}_{X_3} = 3,03$$

$$r_{12} = -0,49 \quad r_{13} = -0,59 \quad r_{23} = 0,38$$

$$a_1 = -0,31 \quad b_1 = -0,48 \quad a_2 = -0,41 \quad a_3 = -0,53$$

d'où les coefficients de corrélation partielle :

$$R_{12} = -0,36 \quad R_{13} = -0,50 \quad \text{avec pour valeur significative } 0,26.$$

Les corrélations sont donc réelles.

L'équation de régression s'écrit $X_1 - 6 = -0,2X_2 - 0,4X_3$

avec, comme coefficient de corrélation multiple, $R = 0,66$ pour une valeur significative de 0,30.

c) Conclusion - La comparaison des résultats des deux derniers paragraphes montre, au point de vue moyennes de gradients, que les couches à vitesses exceptionnelles sont dotées d'un gradient un peu faible, que les couches à vitesses normales, précédées d'un gradient également plus faible mais surmonté d'un gradient plus fort.

Ces différences se retrouvent dans les équations de régression, si l'on donne aux variables des valeurs proches de leurs moyennes.

Les conclusions de la première série sont, par conséquent, intégralement confirmés.

Etude des changements importants de gradients

Nous avons opéré, comme dans la première série, en séparant directement les changements de gradients, où l'on observe des écarts de vitesses importants supérieurs en valeur absolue à 50 m/min, des autres.

Nous avons relevé 15 cas intéressants : 7 avec vitesses exceptionnelles, 8 avec vitesses normales. En raison de la faiblesse du nombre des cas, un calcul de corrélation complet n'est pas indiqué; mais il est possible d'opérer par comparaison des moyennes.

a) Changements de gradients sans vitesses exceptionnelles:
 $M(X_1) = 0 \quad M(X_2) = 8 \quad M(X_3) = 8.$

b) Changements de gradients avec vitesses exceptionnelles:
 $M(X_1) = 2 \quad M(X_2) = -3 \quad M(X_3) = 4$

La classe (b) se différencie donc de (a) par un gradient intermédiaire, un peu plus fort, précédé d'un gradient plus faible, et suivi d'un gradient plus fort. On a donc confirmation des résultats du Chapitre III sur cette petite série.

V/- TROISIEME SERIE DES RADIOSONDAGES EXECUTES à BRON en 1948.

Cette étude concerne 93 radiosondages de nuit, exécutés à Bron au cours de la fin de l'hiver 1947-1948 et du printemps 1948. La plupart des mesures ont été faites après le départ de l'auteur, grâce à la complaisance du personnel du centre météorologique. Ne disposant que des résultats statistiques et non de la structure thermique fine, nous avons été contraints de nous limiter à des calculs de moyennes, d'une façon semblable à celle utilisée dans les premières parties des études des deux séries précédentes. Nos calculs ont pour but principal de servir de contrôle aux conclusions assez déroutantes de J. REGER (4-13). Cet auteur a publié des valeurs de vitesses ascensionnelles moyennes la nuit, et a essayé d'expliquer les écarts qu'elles présentent par rapport à celles de jour, par des différences de température. Alors que WENGER (11) ne décelait aucune dépendance entre le gradient vertical de Température et la vitesse ascensionnelle J. REGER met en évidence des relations, qui dépendent à la fois de la saison et de l'heure du sondage. Il semble que le régime nocturne des vitesses ascensionnelles des ballons sondes soit différent de celui observé de jour. Notre étude, même limitée aux résultats généraux, peut donc apporter une contribution à la résolution de ce problème, sur lequel peu d'auteurs se sont étendus.

Nous disposons de 93 radiosondages exécutés à deux heures du matin, mais qui ne présentent pas la même continuité que ceux des séries précédentes. Par suite d'une insuffisance de personnel, particulièrement sensible au printemps 1948, le centre météorologique de Bron n'a pu exécuter de radiosondages chaque nuit. Certaines mesures présentent entre elles des intervalles de plusieurs jours. C'est pourquoi, même si nous avions disposé de la structure thermique fine, il eût été délicat d'entreprendre des corrélations entre écarts de vitesses ascensionnelles et les situations météorologiques, l'étude de celles-ci étant inséparable de la notion de continuité.

Les ballons utilisés sont de fabrication américaine, comme dans la deuxième série étudiée, mais ils ont dû être gonflés un peu plus que ceux de la série précédente employés le matin, afin de respecter l'horaire normal du sondage, imposé par la durée du mouvement d'horlogerie. Ce premier point confirme donc les idées de J. REGER, concernant la différence des régimes des ascensions de nuit et de jour.

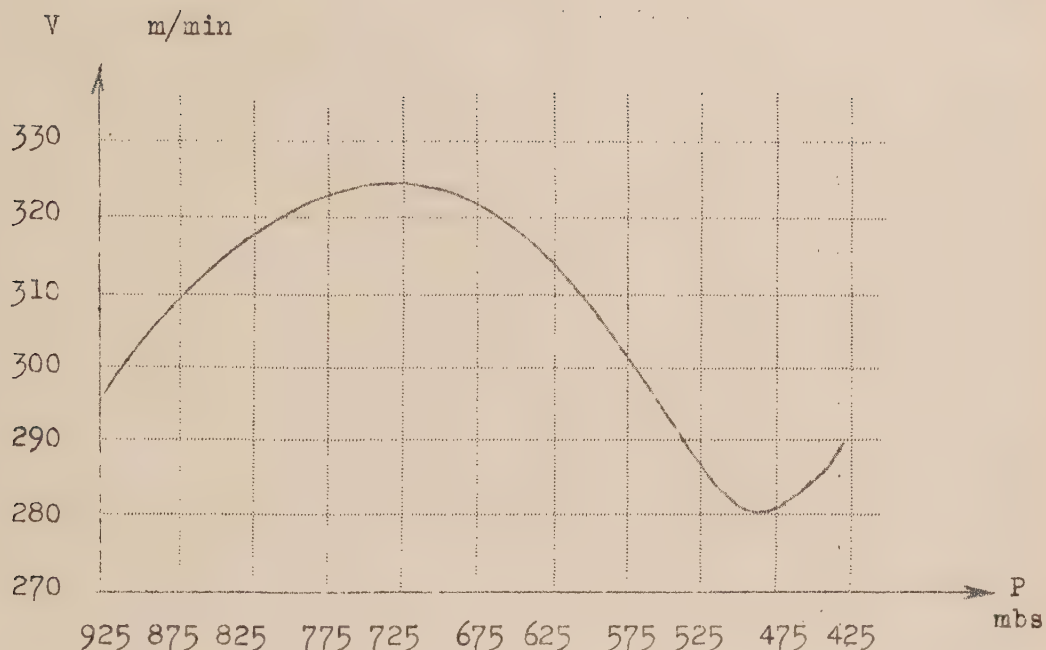
Résultats statistiques moyens

Nous rassemblons, comme précédemment, les calculs des vitesses ascensionnelles des 93 sondages en une moyenne unique à chaque niveau isobarique de 50 en 50 millibars et nous obtenons les résultats généraux suivants :

Tranches	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
V^m/min	292	307	318	322	323	321	315	302	286	280	289
V/V_M	0,96	1,02	1,05	1,06	1,07	1,06	1,04	1	0,95	0,93	0,96

La vitesse moyenne V_M qui nous a servi à calculer le dernier rapport est de 302 m/min. La force ascensionnelle libre moyenne est de 990 grammes, plus élevée par conséquent que dans la deuxième série, où elle n'était que de 870 grammes. Ces résultats sont traduits par le graphique suivant :

.../...



Ce diagramme montre encore que les ballons ne suivent pas la loi théorique d'Hergesell (2). Nous sommes conduits une fois de plus à calculer le nombre de Reynolds, R , à différents niveaux. Les calculs exactement semblables à ceux des séries précédentes nous donnent, en prenant pour diamètre moyen initial des ballons 170 cm, au lieu des 160 utilisés dans la deuxième série, par suite du gonflement plus élevé :

1^{re}) A 925 millibars (première tranche)

$$R = 5,5 \times 10^5$$

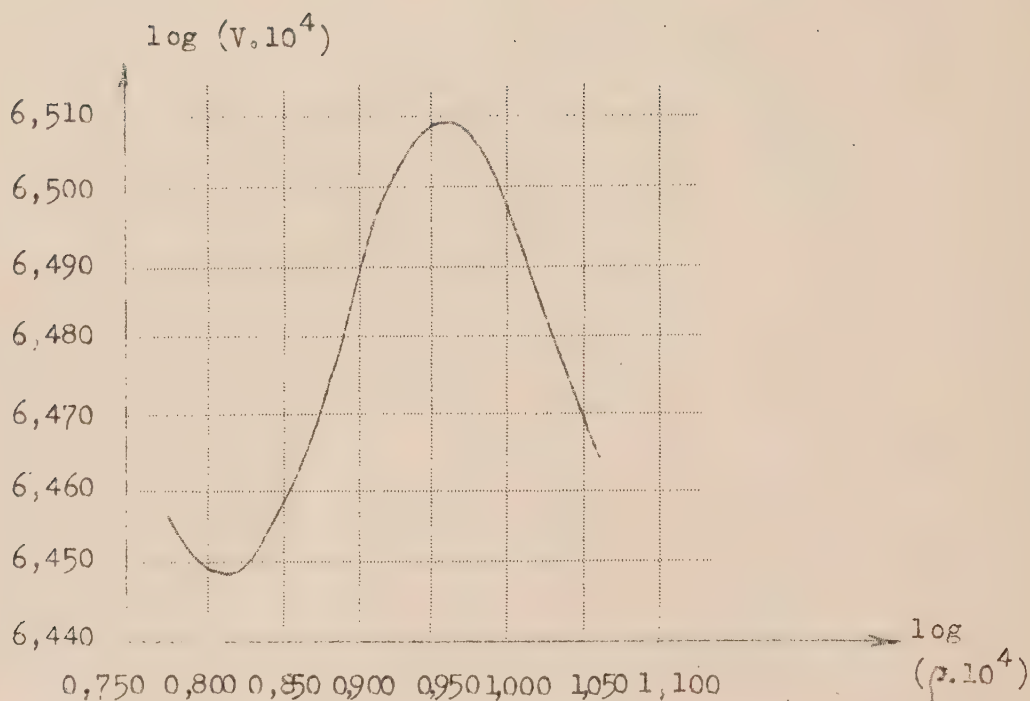
2^{de}) Au point de vitesse maxima, 725 mbs,

$$R = 4,9 \times 10^5$$

3^{de}) Au point de vitesse minima, 475 mbs,

$$R = 3,9 \times 10^5$$

On se trouve donc, très rapidement, dans le domaine critique $2 \cdot 10^5 < R < 5 \cdot 10^5$. Si l'on trace, comme dans les séries précédentes, la courbe $\log V$ ($\log P$), on trouve des résultats peu différents, ainsi qu'en témoigne le graphique suivant :



Une première partie de la courbe est rectiligne; en adoptant des échelles identiques sur les axes de coordonnées, sa pente est proche de $-0,8$ et non plus de $-3/2$ comme précédemment, ce qui montre un premier changement de régime de vitesses ascensionnelles dans le domaine de $R > 5 \cdot 10^5$. Ce diagramme rectiligne est suivi d'une courbe en S, en accord avec les conclusions de PONCELET (1) dans le cas, où R est compris entre $2 \cdot 10^5$ et $5 \cdot 10^5$ C.G.S.

Ces résultats, qui sont loin d'être en contradiction avec ceux des séries précédentes, confirment toutefois en partie les conclusions de J. REGER. En particulier, le changement de pente de la partie rectiligne de la courbe $\log V (\log p)$, dans le cas, où R est supérieur à $5 \cdot 10^5$, et la nécessité d'une augmentation importante de la force ascensionnelle pour obtenir une vitesse ascensionnelle peu supérieure à celle des sondages du matin, montrent bien que le régime nocturne des vitesses des ballons de sondage n'est pas identique à celui de jour. Nous n'avons malheureusement pas les données nécessaires à l'explication de ce phénomène, attribué par

J. REGER à l'écart de température, car il faudrait pour cela disposer d'un grand nombre de sondages successifs, exécutés à intervalles rapprochés de nuit et de jour, afin de comparer les résultats.

VI/- RESUME et CONCLUSIONS.-

Nous avons recherché, au moyen de méthodes statistiques modernes, les causes des écarts très importants de vitesses ascensionnelles des ballons de radiosondages, écarts que nous avons relevés systématiquement à partir de mai 1947, sans pouvoir les expliquer. Une série de sondages allemands par météorographes, datant de 1907-1908, et dépouillés avec précision, nous a permis d'établir d'intéressantes corrélations entre des structures thermiques bien définies et les écarts de vitesses ascensionnelles, après élimination d'un certain nombre de variables, susceptibles à priori, d'influences sur ces vitesses.

Nous avons ensuite cherché à préciser les relations précédentes par une série de 158 radiosondages, exécutés au moyen de ballons de fabrication homogène, et nous avons, en même temps, étudié si les écarts de vitesses étaient en liaison avec certains éléments météorologiques. Nous en avons conclu que les causes principales de variations de vitesses ascensionnelles des ballons ne sont pas des courants verticaux, mais les réactions de la structure thermique de l'air traversé sur la résistance spécifique du ballon. L'adhésion des tourbillons de Von Karman, qui se produisent à l'arrière du ballon, est fonction de la turbulence de l'air. Certaines structures thermiques, constituées d'un gradient de température un peu plus faible que la normale, précédé d'un gradient encore plus faible et précédant un gradient nettement plus fort, sont caractéristiques de fortes variations de vitesses, donc d'états turbulents importants. En considérant les corrélations entre ces mêmes écarts de vitesses et certains éléments météorologiques, nous en avons déduit, en outre, que ces structures thermiques, favorables aux états turbulents, devaient s'observer surtout par régimes de circulation d'Ouest.

Les calculs nous ont permis de confirmer les théories modernes, qui attribuent une très grande importance aux causes

aérodynamiques extérieures au ballon, dans le cas, qui est précisément celui des ballons de sondage utilisés, où le nombre de Reynolds est compris entre 2.10^5 et 5.10^5 C.G.S.

Une deuxième série de radiosondages, exécutés au moyen de ballons de fabrication américaine, nous a permis de contrôler les résultats de la série précédente, et de les confirmer, les rendant ainsi indépendants des procédés de fabrication des ballons, leurs caractéristiques aérodynamiques ne subissant toutefois que de faibles variations, les valeurs du nombre de Reynolds restant en particulier dans le domaine critique compris entre 2.10^5 et 5.10^5 C.G.S.

Au moyen d'une troisième série de radiosondages, exécutés de nuit, nous avons pu enfin donner un aperçu du problème important, mais peu étudié, de la différence entre les régimes de vitesses ascensionnelles diurnes et nocturnes des ballons-sondes.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - I. PONCELET - Dr. Assistant - Sur la vitesse ascensionnelle des ballons en caoutchouc - Institut Royal Météorologique de Belgique, 1940.
- 2 - A. HERGESELL - Ueber das Aufsteigen von Registrierballonen. Beitr. zur geophysik 33 - 1931 - p. 440.
- 3 - P. MOITCHANOFF - Resultate der Doppelvisierungen für fünf Jahre 1923-1927, Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre B. 15 - 1929 - p. 150-158.
- 4 - J. REGER - Die Lindenberg'schen Registrierballonaufstiege in den Jahren 1906 bis 1916 - Arb. d. Preuss. Aeron. Obs. b. Lindenberg - B. 13 - p. 41-49.
- 5 - F. KILINSCHMIDT - Handbuch der Meteorologische Instrumenten. - Berlin 1925 - p. 447.
- 6 - J. JAUMOTTE - Courant vertical révélé par un ballon pilote - Ciel et Terre 1931 (Bulletin de la Société Belge d'Astronomie, p. 27).
- 7 - A. KOCHANISKY et W. WISZNIENSKI - Communications de géo-physique et de météorologie de l'Université de Lwow. 8 - Lwow 1936 - p. 257.
- 8 - DUBIEF et P. QUENCY - Résultats des sondages à deux théodolites exécutés au Hoggar à l'observatoire de Tamanrasset - La Météorologie n° 2, Mars-Avril 1936.
- 9 - P. MOITCHANOFF - Erforschung der Struktur der Luftströmung mit Hilfe der ausgewogenen Ballone mit angehängten Fallschirmen. Met. Zeits. 51 - 1934 - p. 120-122.
- 10 - Die Hamburger Registrierballonfahrten von 1926 bis 1930 - Aus d. Arch. d. deuts. Seewarte B. 50, n° 5 - Hamburg 1931.
- 11 - R. WENGER - Die Steiggeschwindigkeit der Gummiballone und die Turbulenz in der Atmosphäre - Ann. Hydr. u. M. M. mars 1917 - p. 121-137.
- 12 - W. PEPPIER - Bearbeitung der doppelten und dreifachen Pilotvisierungen im Jahre 1913 - Arbeiten der Kgl. Preuss. Aeron. Obs. b. bei Lindenberg im Jahre 1913.

- 13 - J. REGER - Doppelanschnitte von Registrierballone am observatorium
Lindenberg in den Jahren 1936-1937 - Reichsamt f.
Wetterdienst. Wissenschaftliche Abhandh. B.V. -
Berlin 1938.
- 14 - P. RAETHJEN - Zur Mechanik der Pilotballone - Ann. Hydr. u. M.M.
Sept. 1925 - p. 273-284.
- 15 - SCHILLER und DOGE - Widerstand Messungen an Pilotballonen - Physik
Zeits. 13 - 1912 - p. 234-240.
- 16 - P. HIRSCH - Über die Bewegung von Kugeln in ruhenden Flüssigkeiten -
Zeits. f. angewandte Mathematik u. Mechanik - B 3 -
H 2 - 1923 - p. 93-107.
- 17 - Th. HESSEIBERG und B.J. BIRKELAND - Über die Steiggeschwindigkeit
der Pilotballone - Ann. Hydr. u. M.M. 1917 p. 313-324.
- 18 - R. SCHMIDT - Steiggeschwindigkeit wasserstoffgefüllte Gummiballone
in der freien Atmosphäre. Aus der Arch. der Deuts.
Secwarte u. d. Marineobs. Hamburg 1938.
- 19 - FLACHSBART - Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln -
Physik Zeits. 1927 - p. 461-469.
- 20 - FUCHS - HOPF, SEEWALD - Aerodynamik - B. I - Berlin 1934 - p. 102.
- 21 - PRANDTL - TIETJENS - Hydro. und Aeromechanik, Berlin 1929.
- 22 - V. KATZMAN und RUBACH - Flüssigkeit und Luftwiderstand - Phys. Zeits.
13 - 1912 - p. 49-59.
- 23 - A. SCHMAUSS - Die von der K.B. Meteorologischen centralstation im
Jahre 1907 und im Jahre 1908 veranstalteten
Registrierballonfahrten - München 1908 u. 1909.
- 24 - E. LAHAYE - Sur la vitesse ascensionnelle des ballons sondes -
Ile Congrès international des Sciences - Bruxelles
1935 - p. 887-891.
- 25 - VAISALA - Über die Elastizität der Kautschukballon - Mitt. des Met.
Institut der Universität Helsinki. 1937 - n° 38.
- 26 - P. BERGER - Sondages aérologiques et vent du gradient en Suisse -
Université de Genève. Thèse n° 935. - Genève 1933.
- 27 - J. JAUMOTTE - Sur une anomalie thermique dans la stratosphère -
Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre 21 - 1934 -
p. 209.

- 28 - J. JAUMOTTE - Structure thermique de la stratosphère jusqu'à 30 kilomètres - Gerlands Beitr. zur Geophysik - 50 - 1937 - p. 418.
- 29 - M. TOMMILA und N. RAUNIO - Aerologische Beobachtungen mit Radiosonden Helsinki 1939.
- 30 - Dr. H. IETTAU - Atmosphärische Turbulenz - Leipzig 1939 - p. 53.
- 31 - H. MULIER - Beschleunigungsmessungen un Flug zur Erforschung der Atmosphärischen Luftunruhe - Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre 1934 - p. 283-308.
- 32 - BRAZIER - La résistance de l'air au mouvement des sphères et la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes - C.R.A.S. 1921 193 - p. 644-646.
- 33 - F.A. BERRY - E. BOILLAY - N.R. BEIERS - Handbook of Meteorology - 1945 - p. 561.
- 34 - C. JUNGE - Tubulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten - Ann. Hydr. u. M.M. mars 1938 - p. 104-109.
- 35 - E. BARKOW - Windänderung mit der Höhe und Tubulenz - Ann. Hydr. u. M.M. - I 1917, p. 1-16.
- 36 - F.J. SCRASE - Some characteristics of eddy motion in the atmosphere - Geophys. Memoirs n° 52 - 1930.
- 37 - BUDEL - Individuelle Bewegungen kleiner Luftmassen - Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre 20 - fasc. 3 - 1933 - p. 216.
- 38 - M.A. GIBIETT - The structure of wind over level country - Geophys. Memoirs - n° 54 - 1932.
- 39 - DUSAN AVSEC - Application à la météorologie de la théorie des tourbillons thermoconvectifs - Publications scientifiques et techniques du ministère de l'Air - 1939 - n° 155.
- 40 - FOCH - Introduction à la Mécanique des Fluides - Chapitre sur la viscosité des fluides.
- 41 - RIETZ BAUR - Mathematischen Statistick - Berlin 1930 - p. 77.
- 42 - APPELI - Mécanique rationnelle - Tome IV - Chapitre des fluides baroclines.
- 43 - Victor P. STARR - Basic principles of weather forecasting - New-York, Londres, Harper et Brothers editors - 1941.

- 44 - P. QUENEY - Extrait de la classification aérologique des types de temps au Sahara Français - 1945.
- 45 - RICHMOND W. LONGIEY - Subsidence and ascent of air determined by means of the wet bulb potential temperature - Quarterly Journal of the Roy. Met. Soc. October 1942.
- 46 - D. BRUNT - Physical and dynamical meteorology - 1939 - Cambridge University Press 2 th Ed. p. 384.
- 47 - PETERSSSEN - Weather analysis and forecasting - 1940 - Chapitre de l'Instabilité.
- 48 - DEZIN - Météorologie dynamique et synoptique t. 2 p. 209 - p. 223
- 49 - TROCHON - Cours de météorologie descriptive - Fasc. II, chapitre II - p. 18.
- 50 - J. VIALAR - Calcul des probabilités et statistique. Paris 1947.
-

DEUXIEME THESE
Proposition donnée par la Faculté

Le Spectre d'absorption infrarouge de la vapeur
d'eau et ses applications atmosphériques.

Les membres du Jury

DEJARDIN

DUFAY

BERNARD

Vu et approuvé

Le Doyen,

R. DOUIN

Vu et permis d'imprimer

LYON, le 7 Janvier 1949

Le Recteur, Président du Conseil de l'Université

André ALLIX

